



Jméno a příjmení: Pavel Peukert
Studijní program: M2301 Strojní inženýrství
Obor: 2302 T010 Konstrukce strojů a zařízení
Zaměření: Tepelná technika

**Návrh laboratorní parní trati pro testování
odběrových sond a výzkum transportu příměsí při
varu**

**Design of a laboratory steam test rig for testing
sampling probes and investigation of the transport of
admixture in superheated steam**

Počet stran: 91
Počet obrázků: 18
Počet příloh: 20
Počet tabulek: 13

Prohlášení

Byl jsem seznámen(a) s tím, že na mou diplomovou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb. O právu autorském, zejména §60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci (TUL) nezasahuje do mých autorských práv užitím mé diplomové práce pro vnitřní potřebu TUL.

Užiji-li diplomovou práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti TUL; v tomto případě má TUL právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Diplomovou práci jsem vypracoval(a) samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím diplomové práce a konzultantem.

Datum

Podpis

Declaration

I have been notified of the fact that Copyright Act No. 121/2000 Coll. applies to my thesis in full, in particular Section 60, School Work.

I am fully aware that the Technical University of Liberec is not interfering in my copyright by using my thesis for internal purposes of TUL.

If I use my thesis or grant a license for its use, I am aware of the fact that I must inform TUL of this fact; in this case the TUL has the right to seek that pay the expenses invested in the creation of my thesis to the full amount.

I compiled my thesis on my own with the use of acknowledged sources and on the basis of consultation with the head of the thesis and a consultant.

Date

Signature

Poděkování:

Chtěl bych poděkovat všem, kteří mi věnovali svůj drahocenný čas a tím svými podněty přispěli k zdárnému dokončení mé diplomové práce. Zejména Ing. Janu Hrubému, CSc., za jeho podporu tvorby písemné části, Ing. Bořkovi Šmídovi za jeho příspěvky pro dokončení výkresové dokumentace. Dále bych chtěl poděkovat všem členům Katedry energetických zařízení TU v Liberci, za jejich podporu v mé práci. Také bych chtěl vzpomenout na mé spolu studující přátele, za jejich nezištnou pomoc.

Největší díky patří mým rodičům, kteří mě po dobu celého pětiletého studia podporovali.

ANOTACE

Diplomová práce je zaměřena na v první řadě na konstrukční řešení parní trati. První část obsahuje obecnou rešerši teorie přenosu tepla při varu, která je aplikována v následujících výpočtech. Ve druhé část je problém řešen z mechanického hlediska. Konečný návrh je zpracován v příložených výkresech sestav, podsestav a výrobních výkresů.

The main goal of this master thesis is a design of a laboratory steam test rig. The first part of the thesis contains general background research on the heat transfer in boiling, which is used later in some calculations. The second part presents mechanical design of the test rig. The final design is given in the appended assembly, subassembly and structural drawings.

Klíčová slova

Klíčová slova v českém jazyce: parní trať, přestup tepla, var

Klíčová slova v anglickém jazyce: steam test rig, heat transfer, boiling

Obsah:

1, Úvod	12
2, Var	15
2.1 Odpařování	16
2.2 Bublínkový var	17
2.3 Var proudící kapaliny	19
2.4, Tvorba bublinek a přehřívání kapaliny	22
2.5, Obrysy bublinek a omezující objem	31
2.6 Aplikační rovnice pro průměr odtržení a frekvenci	36
2.7 Empirické vztahy pro přenos tepla v závislosti na tlaku prostředí, a vliv tlaku na tepelný tok při varu	39
2.8 Vliv drsnosti výhřevné plochy	43
2.9. Kritický tepelný tok za bublínkového varu	45
3, Teorie unášení kapiček a vlivu částic v nich obsažených	47
3.1 Obecný úvod k unášení kapiček a způsoby stanovení druhu proudění při varu	48
3.2, Důsledky unášení kapiček pro kondenzace v parní turbíně	51
4, Stanovení pracovní oblasti a předběžné výpočty konstrukce	52
4.1, Základní návrhové parametry výparníku a volba celkového maximálního výkonu	52
4.2 Kontrola maximálního zatížení výhřevné plochy	57
4.3 Teploty výhřevných stěn v měřících bodech	59
5, Konstrukční řešení	61
5.1, Návrh výparníku	61
5.2 Kontroly součástí spojených s výparníkem	75
5.3 Kontrola závitových spojů	77
5.4 Kontrola jímky sondy	85
5.5 Návrh držáku výparníku	86
6, Závěr	89
7, Použitá Literatura	91

Použitá označení

Symbol označení	Rozměr	Význam
Ar	---	Archimédovo číslo
a	m	Hlavní rozměr svaru
α	$\text{W m}^{-2}\text{K}^{-1}$	Součinitel přestupu tepla
b	m	Laplacova konstanta
b_t	m	Šířka teoretického kvádru
β_0	rad	Úhel smáčivosti kapaliny
$c_i; c_i'$	---	Obecný součinitel
γ	K^{-1}	Součinitel teplotní roztažnosti
d_A	m	Průměr parní bublinky při odtržení
d_{\max}	m	Maximální průměr díry pro výhřevné tyčinky ve výparníku
d_{\min}	m	Minimální průměr výhřevných tyčinek
D_o	m	Vnější průměr
D_{o2}	m	Vnější průměr krčku výparníku
D_v	m	Vnitřní průměr výparníku
D_R	m	Průměr roztečné kružnice děr pro výhřevné tyčinky
D_t	m	Výpočtový průměr vztažený k ose výparníku
E	Pa	Youngův materiálový modul pružnosti v tahu
f	Hz	Bublinková frekvence
F_a	N	Axiální síla
F_c	N	Celková síla působící na závitový spoj
F_Q	N	Síla vznikající provozním napětím
F_R	N	Výsledná síla
φ	rad	Obvodový úhel
g	m s^{-2}	Gravitační zrychlení
h_0	J kg^{-1}	Počáteční entalpie studené vody
h_P	J kg^{-1}	Entalpie páry na mezi sytosti
h_{PS}	J kg^{-1}	Entalpie přehřáté páry
Δh_V	J kg^{-1}	Rozdíl měrné entalpie vlivem vypaření (latentní teplo)
Δh	J kg^{-1}	Rozdíl entalpií
HB_{xxx}	Brinell	Tvrdost materiálu za příslušné teploty xxx v K
Ja	---	Jakobovo číslo
k	---	Bezpečnost
K	---	Experimentálně stanovená konstanta

Symbol označení	Rozměr	Význam
l	m	Délka výhřevných tyčinek
l_k	m	Délka teoretického kvádru
l_s	m	Délka svaru
λ	$\text{W m}^{-1}\text{K}^{-1}$	Teplotní vodivost
λ_e	$\text{W m}^{-1}\text{K}^{-1}$	Teplotní vodivost Elmeduru HA
λ_{vz}	$\text{W m}^{-1}\text{K}^{-1}$	Teplotní vodivost vzduchu
m	---	Exponent
m'	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$	Měrný hmotnostní průtok
M'	kg s^{-1}	Celkový hmotnostní průtok
M_G'	kg s^{-1}	Hmotnostní průtok plynu
M_u	N m	Utahovací moment závitového spoje
μ	J kg^{-1}	Chemický potenciál
n	---	Exponent
Nu	---	Nusseltovo číslo
ν	---	Poissonovo číslo
p_0	Pa	Tlak v rovině fázového rozhraní
p_c	Pa	Tlak v kritickém bodě
p_G	Pa	Tlak v plynu
p_L	Pa	Tlak v kapalině
p_z	Pa	Tlak působící na závit
p^*	---	Poměr tlaků (p/p_{cr})
P	W	Tepelný výkon
Pr	---	Prantlovo číslo
Q_t	W	Celkový tepelný tok přenášený do výparníku z jedné tyčinky
Q_c	W	Celkový tepelný tok přenášený do výparníku z 16 tyčinek
q	W m^{-2}	Měrný tepelný tok
q_{\max}	W m^{-2}	Kritický měrný tepelný tok
r	m	Poloměr
r_1, r_2	m	Hlavní poloměry křivosti
r_{teor}	m	Poloměr teoretického válce
R_K	K W^{-1}	Tepelný odpor teoretického kvádru
R_{mxxx}	Pa	Minimální zaručená mez pevnosti příslušné teploty xxx v K
R_o	K W^{-1}	Tepelný odpor teoretickým průměrem D_i a vnějším průměrem D_o
R_v	K W^{-1}	Tepelný odpor válcové části mezi výpočtovým průměrem D_i a vnitřním průměrem D_v
R_{Vteor}	K W^{-1}	Tepelný odpor teoretického válce
R_p	μm	Hloubka drsnosti (definováno DIN 4762)
R_z	μm	Maximální velikost profilu

Symbol označení	Rozměr	Význam
ρ	kg m^{-3}	Měrná hmotnost
ρ'	kg m^{-3}	Měrná hmotnost syté kapaliny
ρ''	kg m^{-3}	Měrná hmotnost syté páry
$\Delta\rho$	kg m^{-3}	Rozdíl měrných hmotností
s	---	Exponent
S	m^2	Plocha daného závitu
S_v	m^2	Plocha vnitřní dutiny výparníku
S_p	m^2	Plocha daného závitového spoje
t	$\text{K} - ^\circ\text{C}$	Teplota
t_0	$\text{K} - ^\circ\text{C}$	Teplota v rovině fázového rozhraní
t_G	$\text{K} - ^\circ\text{C}$	Teplota plynu
t_S	$\text{K} - ^\circ\text{C}$	Teplota páry
t_L	$\text{K} - ^\circ\text{C}$	Teplota kapaliny
t_W	$\text{K} - ^\circ\text{C}$	Teplota výhřevné stěny
Δt	$\text{K} - ^\circ\text{C}$	Teplotní spád
Δt_{\max}	$\text{K} - ^\circ\text{C}$	Teplotní rozdíl mezi teplotou výhřevné plochy a teplotou syté páry za předpokladu kritického tepelného toku
T	$\text{K} - ^\circ\text{C}$	Konečná teplota na vnitřní stěně výparníku
T	$\text{K} - ^\circ\text{C}$	Teplota na stěně děr pro tyčinky
ΔT_c	$\text{K} - ^\circ\text{C}$	Celkový teplotní spád od děr tyčinek až po vnitřní průměr D_v
ΔT_{cv}	$\text{K} - ^\circ\text{C}$	Celkový teplotní spád od vnitřního průměr D_v až po vnější průměr D_o
ΔT_i	$\text{K} - ^\circ\text{C}$	Teplotní spády na jednotlivých částech výparníku
ΔT_k	$\text{K} - ^\circ\text{C}$	Teplotní spád na
ΔT_o	$\text{K} - ^\circ\text{C}$	Teplotní spád mezi výpočtovým průměrem D_i a vnějším průměrem D_o
T_S	K	Termodynamická teplota
τ	Pa	Tečné napětí

Symbol označení	Rozměr	Význam
σ	N m^{-1}	Povrchové napětí kapaliny
σ_a	Pa	Axiální napětí materiálu
σ_{ac}	Pa	Celkové axiální napětí na krčku výparníku
σ_{at}	Pa	Axiální napětí materiálu vyvozeno teplotním spádem na krčku výparníku
σ_c	Pa	Celkové napětí (Vychází z metody H-M-H)
σ_t	Pa	Tahové napětí
σ_{t_in}	Pa	Tečné napětí materiálu na vnitřní stěně vyvozené tlak ve výparníku
σ_{t_out}	Pa	Tečné napětí materiálu na vnější stěně vyvozené tlak ve výparníku
σ_{tc_in}	Pa	Celkové tečné napětí materiálu na vnitřní stěně
σ_{tt_in}	Pa	Tečné napětí materiálu na vnitřní stěně vyvozené teplotním spádem
σ_{tt_out}	Pa	Tečné napětí materiálu na vnější stěně vyvozené teplotním spádem
v_G	$\text{m}^3 \text{kg}^{-1}$	Měrný objem plynu
v_h	m	Hloubka závitu
v_L	$\text{m}^3 \text{kg}^{-1}$	Měrný objem kapaliny
v'	$\text{m}^3 \text{kg}^{-1}$	Měrný objem syté kapaliny
v''	$\text{m}^3 \text{kg}^{-1}$	Měrný objem syté páry
V'	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	Objemový průtok.
V_A	m^3	Objem parní bublinky při odtržení
w	m s^{-1}	Rychlost
w_k	m^3	Průřezový modul v krutu
x, y, z	m	Souřadnice
x^*	---	Suchost páry
ψ	rad	Úhel křivosti
ω	---	Součinitel

1, Úvod:

V Evropě si již neumíme představit každodenní život bez pomocníků, kteří potřebují elektrickou energii. Ta k nám přichází takzvaně „po drátech“ z elektráren. Principy její výroby jsou širší veřejnosti známi jen velmi povrchně. Ve skutečnosti se jedná o složité technologie, jejichž vývoj a efektivní používání vyžadují náročný výzkum.

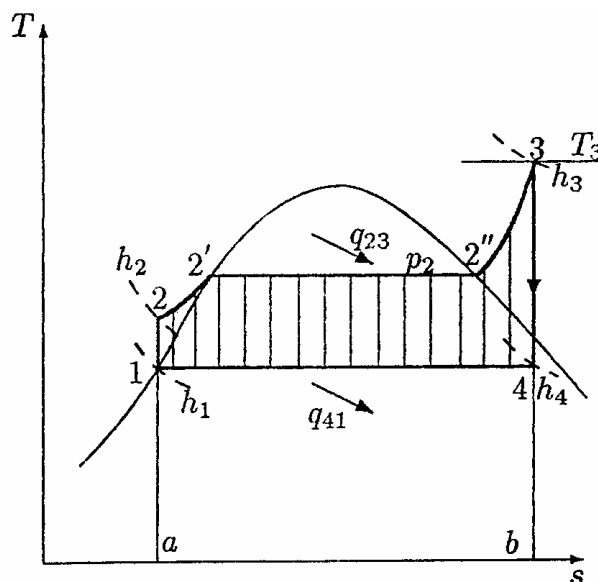
Základním kamenem moderního energetický průmyslu jsou elektrárny založené na parním oběhu, který může být idealizován jako Clausius-Rankinův oběh (Obr. 1.1.01). Výhoda tohoto oběhu spočívá ve využití energetického potenciálu skrytého v podobě latentního tepla. To nám umožňuje mnohonásobně vyšší energetickou akumulaci na jednotku hmoty než při použití jedné fáze pracovní látky a tím vytvoření relativně vysokých teplotních a tlakových spádů pro pohon turbíny. V konečném důsledku nám to umožňuje poměrně vysoké využití energie z tepelných zdrojů v porovnání s jinými zdroji elektrické energie.

Elektrárny spalující pevná, kapalná či plynná paliva fosilního původu či paliva na bázi biomasy a jaderné elektrárny využívající rozdílného energetického potenciálu jader (jenž se uvolňuje štěpením těžkých jader případně s výhledem do vzdálené budoucnosti syntezí lehkých jader) umožňují při správné logistické koordinaci dodávat nepřetržitě elektrickou energii do konkrétních lokalit v poměrně velkém a stabilním množství. Vzhledem k ekologické zátěži, zejména vysokým emisím oxidu uhličitého, stoupá význam alternativních zdrojů energie. Tyto alternativní zdroje energie jsou však silně závislé na aktuálních podmínkách té které lokality (rovníková oblast, střední Evropa...) a počasí. Sluneční elektrárny nebudou optimálně fungovat bez dostatečné intenzity slunečního záření. Větrné elektrárny zase potřebují pro optimální výrobu zcela konkrétní rozmezí rychlosti větru. Geotermální elektrárny jsou velice limitovány lokalitou (jelikož je požadována poměrně vysoká teplota pro efektivní výrobu elektrické energie) a druhou podmínkou je určitá doba provozu (např. po dvacetiletém čerpání geotermální energie v jisté lokalitě, je potřeba potom nechat „tepelný rezervoár“ regenerovat dalších 100 let, dle geologického podloží, než ho lze znovu využít). Vodní elektrárny jsou zase závislé na nerovnoměrném přísunu vody v závislosti na vodních srážkách.

Z těchto důvodů tvoří v současnosti elektrárny využívající fosilní a jaderná paliva hlavní zdroje výroby elektrické energie. Základní teoretické principy zůstávají v podstatě stejné po mnoho desetiletí, ale dlouhodobým technickým vývojem a výzkumem je výroba elektrické energie zdokonalována a tím jsou stávající zdroje efektivněji využívány stávající zdroje. Jednou z možností (či spíše nutností) je zvýšit účinnost energetických zařízení na ekonomicky a konstrukčně realisticky vysokou úroveň. Týká se to zejména těch elektráren, které mají být v nejbližších třiceti letech nově postaveny, vzhledem k dosluhování stávajících. Zejména se jedná o elektrárny jejichž hlavním zdrojem energie je spalování energetického hnědého uhlí (a zde se projeví každá desetina procenta zvýšení účinnosti enormní v úspoře fosilních paliv, snížení emisí CO_2 i omezení devastace krajiny těžbou a skládkami).

Vzhledem k využití principu Clausius-Rankinova cyklu, jenž využívá pro získávání pohybové energie pohánějící turbínu entalpický spád, se nabízí zde jako jeden z možných faktorů prodloužení „doby“ výskytu páry v turbíně. Konkrétně je tím myšleno, že se využije větší část entalpického spádu. Ovšem běžné turbíny, vyjma kondenzačních, jsou velice náchylné na výskyt kondenzátu

na lopatkách turbíny. Kondenzát dlouhodobějším působením způsobí jejich destrukci. Jedná se konkrétně o postupné odírání lopatek vodními kapičkami, které není možné zanedbat, jak z náročnosti technologie výroby lopatek, tak ekonomické zátěže, spočívající ve výměně a tím odstavení části, či celé elektrárny a následných montážních a výrobních prací. Dosud je málo známo o procesu vzniku kapek ve vodní páře, tzv. nukleaci. Není jasné, zda tyto kapky vznikají homogenně, tj. spojením výlučně molekul vody, nebo heterogenně, přichycováním molekul vody na heterogenní částici transportovanou přehřátou parou. Moderní energetické cykly pracují s velmi čistou vodou. Přesto elektrárnská voda obsahuje určité nečistoty i



Obr. 1.1.01 Clausiův - Rankinův oběh
Převzato od Středa [3]

technologické příměsi. Celkové složení páry je poměrně známé, neexistují ale údaje o tom, v jaké formě jsou tyto příměsi v oblasti přehřáté páry.

Tato diplomová práce je zaměřena na návrh parní tratě, která slouží k simulaci průtoku páry okruhem elektrárny v laboratorních podmínkách. Jejím účelem je testování odběrových sond, vyvíjených pro rozbor složení páry a určení počtu heterogenních částic, popř. jejich rozdělení podle velikosti. Těmito sondami bude určen obsah heterogenních částic v páře v některých stávající tepelných elektrárnách. Později by měl následovat výzkum na bázi změny vstupní vody do trati (konkrétně se jedná o různé chemické složení vodní směsi, přidáváním určitých látek, různá čistota vody apod.). Přidáváním různých druhů a koncentrace některých prvků a solí by se mělo docílit zjištění, jestli tyto částičky v molekulárních velikostech, jsou aktivními zárodky pro tvorbu vodních kapiček. Cílem je zvýšení energetické výtěžnosti potenciálu páry a omezení eroze lopatek.

Nyní ke konkrétnímu obsahu jednotlivých následujících kapitol. 2. kapitola se věnuje výhradně jevu varu. Var je důležitý ze dvou důvodů: Za prvé, pravděpodobný původ heterogenních částic je vysušením jemného spreje, který vznikne při varu v kotli. Za druhé, významnou součástí navrhované trati je generátor vodní páry, ve kterém je voda vypařována intenzivním varem. Jedním z cílů konstrukce je dosáhnout podobné hustoty tepelného toku jako v trubkách výparníku v parním kotli. Pro celkové správné pochopení této problematiky je jistě příhodné postupovat od základních druhů vzniku páry přes charakterizaci tvorby bublinek a skončit empirickými vztahy pro přestup tepla, které budou využity pro výpočty generátoru páry.

3. kapitola stručně pojednává o možnosti unášení kapiček vody proudem páry. Tyto kapičky bývají ve většině případech nositeli různých solí a jiných částic, které mohou mít za následek výše zmiňované, zkapalnění nad mezní křivkou sytosti.

4. kapitola se zabývá stanovením pracovní oblasti zařízení vzhledem k požadavkům a dále analýzou, stanovením a výpočtem základních potřebných parametrů, pro zajištění správné činnosti částí parní trati.

5. kapitola, se věnuje zejména detailnímu konstrukčnímu řešení parní trati, která se skládá z dvou hlavních částí. První obsahuje detailní teoretické výpočty ohledně vedení tepla výparníkem a jeho vlivem na mechanické namáhání spolu s pracovním tlakem. Dále jsou v této části také uvedeny jednotlivé součástky přímo

související s výparníkem. Druhá část se zabývá návrhovými výpočty jímky sondy a její součástí. Je zde řešeno upevnění sondy apod..

6. kapitola tvoří závěr práce. Jsou zde uvedeny jistá doporučení z hlediska pracovního rozsahu sondy apod.

2, Var

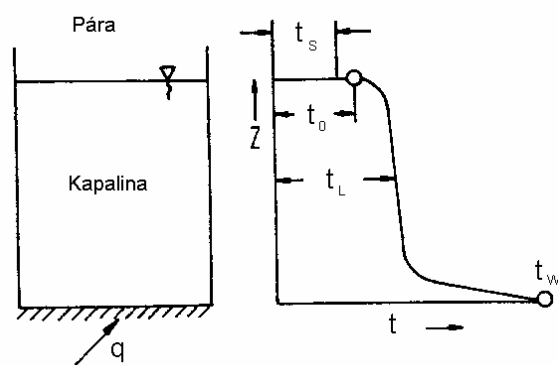
Zatímco přenos tepla prouděním lze poměrně dobře popsat na základě Navier-Stokesových rovnic a známých fyzikálními vlastností tekutiny, například viskozitou, měrnou hmotností, tepelnou vodivostí, součinitelem teplotní roztažnosti, a geometrickými parametry, pro pochody při probíhajícím varu jsou nutné mnohé další proměnné, spjaté se změnou skupenství. K těmto patří latentní teplo, teplota varu, měrná hmotnost páry a povrchové napětí. Také mikrostruktura a materiál výhřevných ploch zde hrají důležitou roli. Díky tomuto vysokému počtu proměnných (a to zcela nemusí být všechny) je podstatně obtížnější sestavit rovnice pro teplotní součinitele než při běžném přenosu tepla. Taktéž jsou všeobecné poznatky vzdálené od ucelené teorie, neboť tento fyzikální jev je příliš složitý a stále nedostatečně probádaný. Z těchto důvodů je tato celá kapitola 2 věnována teorii varu, od všeobecného přehledu tvorby páry, přes tvorbu bublinek a jejich vliv na přestup tepla při vypařování až po empirické stanovení přestupu tepla. Tato kapitola je čerpána z velké části z knihy Heat Transfer in Condensation and Boiling, kterou napsal profesor Dr. Karl Stephan [1].

2.1 Odpařování

Bude-li kapalina přiléhající k výhřevné ploše pouze mírně přehřátá nad teplotu sytosti, dojde k tvorbě pouze několika málo, případně žádných, parních bublinek. V nádobě naplněné kapalinou a vyhřívanou zespoda se objeví teplotní profil (obr. 2.1.01). Nad vyhřívaným dnem o teplotě t_w se vytvoří mezní vrstva v řádu jednoho milimetru s vysokým teplotním spádem. Zatím se v jádře teplota kapaliny drží stále, na střední hodnotě t_L nad výškou z . Na úzkém rozhraní volného povrchu hladiny klesne na hodnotu t_0 , která je mírně nad teplotou nasycení t_s . Rozdíl $t_0 - t_s$ byl poprvé změřen Prügerem pro vodu při 101 kPa a tvořil $0,03^\circ\text{C}$.

Ačkoliv je důležité přehřátí kapaliny na výhřevné ploše pro kinetiku vypařování, může nám přesto poskytnout základ pro zavádějící výsledky v průběhu výpočtu. Proto je v následujícím textu popisována teplota sytosti $t_0 = t_s$ (teplota syté páry je rovna teplotě kapaliny) vzhledem k povrchu, kde dochází k tvorbě páry.

V úzké vrstvě poblíž stěny, teplota klesá postupně, jak je znázorněno v obrázku 2.1.01, kde převažuje vedení tepla. V kapalině pod vrstvou, je přenos tvořen vzestupnými a sestupnými konvektivními toky. Tyto toky vytvářejí rovnoměrnou teplotu v jádru kapaliny. Dvě mezní vrstvy nad a pod sebou, které jsou odděleny od sebe faktem, že volný povrch se může pohybovat, z důvodu tvorby páry a možných výskytů konečných rovnoběžných rychlostí, na rozdíl od kapaliny na stěnách.



Obr.2.1.01 – Teplotní profil
v průběhu povrchového odpařování;
zdroj: Stephan [1]

Odpar sám osobě vytváří odvod tepla z plochy, který si je možno představit i jiným procesem, například radiací, jelikož k vypařování a odpařování dochází na volném povrchu a lze tím hovořit o tzv. „tichém varu“. Tento proces spadá svojí podstatou pod jev volné konvekce v uzavřených prostorách. Tepelné součinitele z výhřevných ploch na kapalinu mohou být sestaveny pomocí teplotní difference

$t_W - t_L$, kde t_W vyjadřuje teplotu výhřevné plochy a t_L teplotu kapaliny. Jelikož teplota kapaliny je neznámá postupem ke stěně, jak je popsáno výše, a odklání se pouze mírně od teploty syté páry, lze prakticky vyjádřit přenosové součinitele pomocí teplotního rozdílu

$$\Delta t = t_W - t_S. \quad (2.1.01)$$

Pro vypařování tedy platí vztahy pro volný konvektivní přenos tepla, konkrétně pro laminární proudění.

$$\alpha = c_1 \Delta t^{\frac{1}{4}}, \quad (2.1.02)$$

případně pro turbulentní proudění nad vodorovnou rovinou:

$$\alpha = c_2 \Delta t^{\frac{1}{3}}. \quad (2.1.03)$$

Jelikož je dán tepelný tok obecným vztahem $q = \alpha \Delta t$, tak poté platí taktéž výraz pro laminární proudění:

$$\alpha = c_1' q^{\frac{1}{5}}, \quad (2.1.04)$$

nebo pro turbulentní proudění:

$$\alpha = c_2' q^{\frac{1}{4}}, \quad (2.1.05)$$

2.2 Bublínkový var

Bude-li se zvyšovat teplota stěny navýšením tepelného příkonu, začnou se dosažení určité teploty výhřevné plochy tvořit parní bublinky. Jak ukazují pozorování, děje se tak v jistých bodech výhřevné plochy a s růstem tepelného příkonu také roste množství produkovaných bublinek. Tento druh varu se nazývá bublínkovým. Obrázek obr.2.2.01 nám ukazuje typický teplotní profil nad vodorovnou deskou, podle údajů Jakoba a kol., jemuž vděčíme za první základní výzkum jevu. Oproti odpařování, je zde podstatně větší teplotní rozdíl $t_W - t_L$, zatím co teplotní rozdíl $t_L - t_S$ je menší. Pohyb bublinek na povrchu však znemožňuje přesná měření mezní vrstvy. Znovu se zde vytváří tepelný přenos s teplotním rozdílem:

$$\Delta t = t_W - t_S \quad (2.1.01)$$

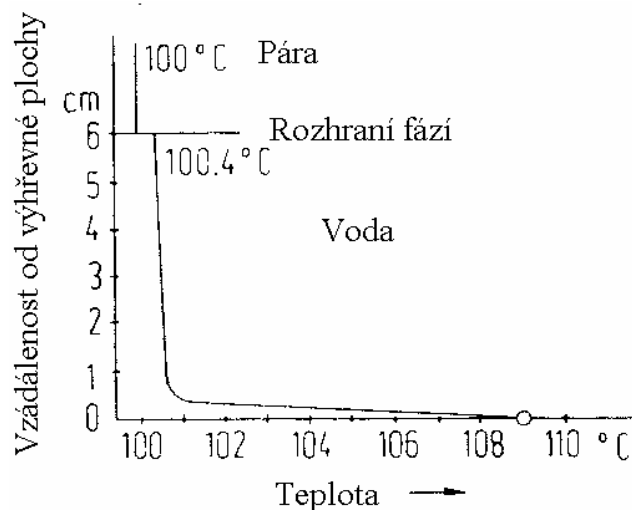
analogicky jako při odpařování. Součinitel teplotního přestupu je, ale mnohem větší, než-li při odpařování a je přibližně úměrný třetí mocnině teplotnímu rozdílu Δt . Platí tedy přibližně výraz:

$$\alpha = c_3 \Delta t^3. \quad (2.2.01)$$

Uvážíme-li znovu že $q = \alpha \Delta t$, tak při dosazení do předchozí rovnice dostáváme:

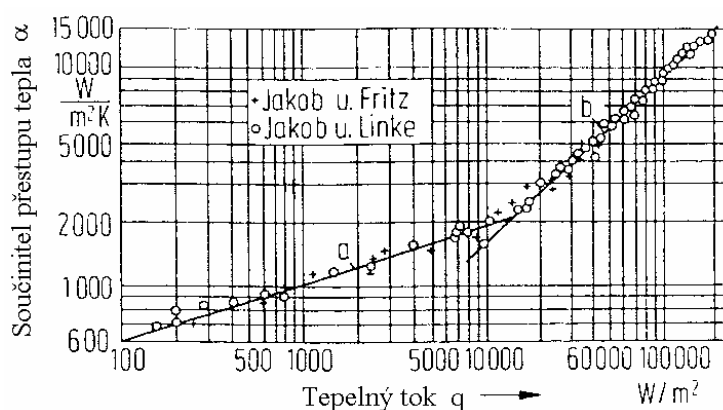
$$\alpha = c_3' \Delta q^{\frac{3}{4}} \quad (2.2.02)$$

Pokud se graficky zobrazí průběh rovnic (2.1.04) nebo (2.1.05) a (2.2.02) do logaritmických souřadnic, výsledkem budou dvě přímky. Dosáhneme tím zobrazení dvou zřetelně od sebe oddělených oblastí. Toto odpovídá výsledkům Jakoba a kol., kde jedna oblast přísluší odpařování a druhá bublinkovému varu, jak je vyobrazeno na obr.2.2.02.



Obr.2.2.01

Obr.2.2.01 – Teplotní profil nad výhřevnou plochou za bublinkového varu, podle Jakoba a Linkeho, při tepelném toku $q = 22.4 \text{ kWm}^{-2}$, a teploty výhřevné plochy $t_w = 109.1^\circ\text{C}$. Zdroj Stephan [1]



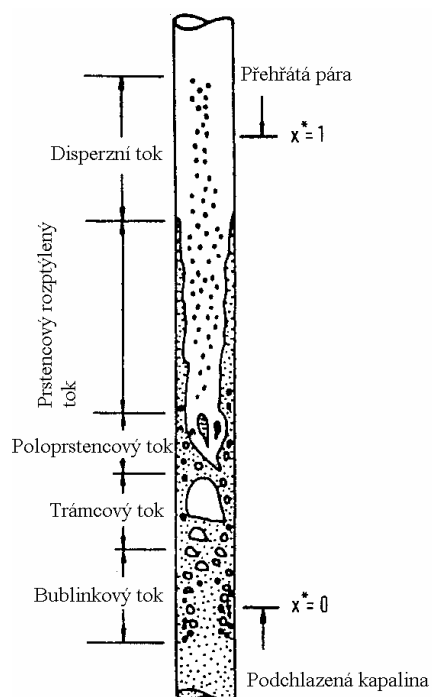
Obr.2.2.02

Obr.2.2.02 – Přenos tepla do 100°C teplé vody z vodorovného povrchu, podle Jakoba, křivka **a** zobrazuje závislost v oblasti volné konvekce (odpařování), křivka **b** zobrazuje závislost v oblasti bublinkového varu.

2.3 Var proudící kapaliny

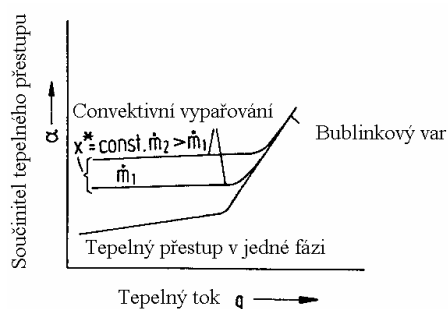
Běžně se vypařování objevuje v technickém vybavení ve formě nucené konvekce. Podmínky proudění jsou dány do značné míry tlakovým spádem podél výhřevné plochy. Obsah páry se směrem proudění zvyšuje až do bodu sytosti. S ohledem na snižování obsahu kapaliny se uplatňují různé druhy varu, jenž závisí na vlastnostech přenosu tepla, rozhodující je zde lokální teplota varu. V běžném případě začíná vstupovat studená voda do výhřevného kanálu a jakmile je kapalina ve svém jádru ohřátá na teplotu saturační teploty, bude výsledkem bublinkový var. Součinitel teplotního přestupu je zde zejména dán tepelným tokem. Za nuceného proudění součinitel stále závisí mírně na hmotnostním toku, ale při volné cirkulaci lze prakticky říci, že na hmotnostní toku nezávisí. Jednotlivé bublinky srůstají ve velké bubliny. Vznik ne tak „slug flow“ nebo „plug flow“, to znamená, že se střídají úseky páry (plug) a kapaliny (slug), jak je naznačeno v obr.2.3.01. Se zvyšujícím se podílem páry proudění přejde do poloprstencového toku, následně se vytvoří na stěně trubky kapalinový povlak a uvnitř vznikne parní jádro s kapalinovými kapičkami, mluví se zde o tzv. „rozptýleném prstencovitém toku“. S dalším nárůstem tepla po proudu, zmizí kapalinový film (povlak) a následuje oblast páry s obsahem kapalných kapiček, kde se hovoří o tzv. disperzním proudění. Obr.2.3.01 ukazuje tyto průběhy v trubce se svislým umístěním.

Jednotlivé toky výše popisované charakterizují různé druhy „proudícího“ varu konvektivního varu.



Obr.2.3.01

Obr.2.3.01 – Zobrazení různého proudění v průběhu varu svislou trubkou. Zdroj: Stephan [1]



Obr.2.3.02

Obr.2.3.02 – Zobrazení závislosti součinitele tepelného přestupu, jako funkce tepelného toku, při bublinkové varu, varu proudící kapaliny a jedné fázi. Zdroj: Stephan [1]

V technických aplikacích, se objevuje rozptýlený prstencovitý tok poměrně často. Vyskytují-li v dané aplikaci velmi malé rychlosti objeví se „slug flow“. Bublincový tok se objevuje jen za velmi malého podílu páry a poměrně vysoké průtočné rychlosti. Zvyšováním tlaku dochází k snižování rozdílu mezi měrnými hmotnostmi páry a kapaliny a rozšiřuje se tím oblast bublinkového toku. Za bublinkového varu je součinitel přestupu tepla především závislý na tepelném toku a nikoliv průtočné rychlosti. Na druhou stranu, při varu proudící kapaliny, součinitel přestupu tepla je primárně závislý na průtočné rychlosti, popřípadě hmotnostním průtokem, ale bude málo záviset na tepelném toku. Dobře je tato skutečnost vidět v obr.2.3.02, kde jsou oblasti bublinkového varu a konvektivního varu jasně od sebe odděleny.

Dodatečná nezávislá proměnná je suchost páry x^* . Je tím vyjádřen podíl hmotnostního toku páry M_G' , ku celkovému hmotnostnímu toku M' .

$$x^* = M_G' / M' \quad (2.3.01)$$

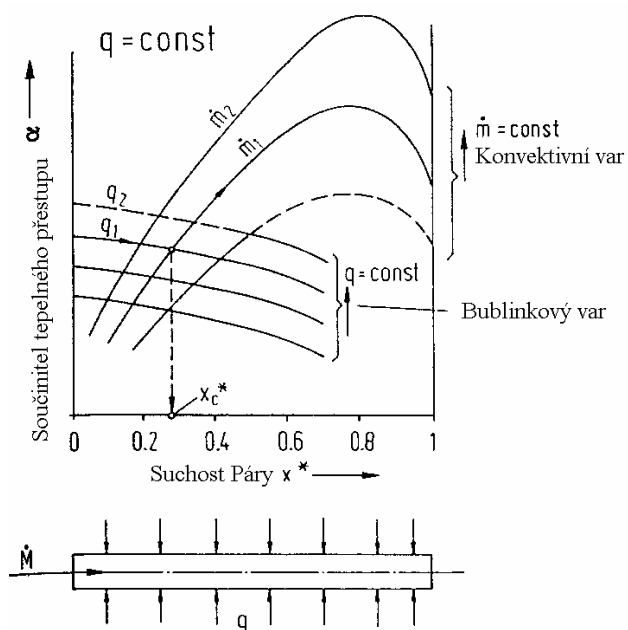
S rostoucím podílem páry se křivky pro konvektivní var pohybují k vyšším součinitelům přestupu tepla.

Základní podstata závislosti teplotního součinitele přestupu tepla na suchosti páry je dobře vidět na obr.2.3.03. Je zde vidět zobrazení bublinkového varu při velkém podílu kapaliny a součinitel tím pádem silně závisí na tepelném toku. Po proudu se začíná zvyšovat poměr páry a také průměrná rychlost proudu. Zajišťovaný tepelný tok se poté začne v podstatně přenášet konvekcí z stěny trubky na smíšený tok pára-kapalina. Bublínkový var se změní na konvektivní var, jak je vidět na obr.2.3.03 v bodě x_c^* pro křivky q_1 a m_1' . V oblasti konvektivního varu, je místní součinitel teplotního přestupu prakticky nezávislý na tepelném toku q a velmi závislý na hmotnostním toku a suchosti páry. Za vysoké suchosti je výhřevná plocha v podstatě suchá a součinitel přestupu tepla začne vykazovat pokles z důvodu nižšího součinitele vedení tepla v páře ve srovnání s kapalinou.

Výpočty součinitele přenosu tepla mohou být provedeny pomocí rovnic ve tvaru

$$\alpha = c q^n m'^s f(x^*), \quad (2.3.02)$$

kde c je závislé na vlastnostech kapaliny. Dále v konvektivní části platí $n \approx 0$, zatímco s se pohybuje v rozmezí 0.6 až 0.8. V oblasti bublinkového varu platí $n \approx 3/4$ a s se nachází v rozmezí 0.1 do 0.3.

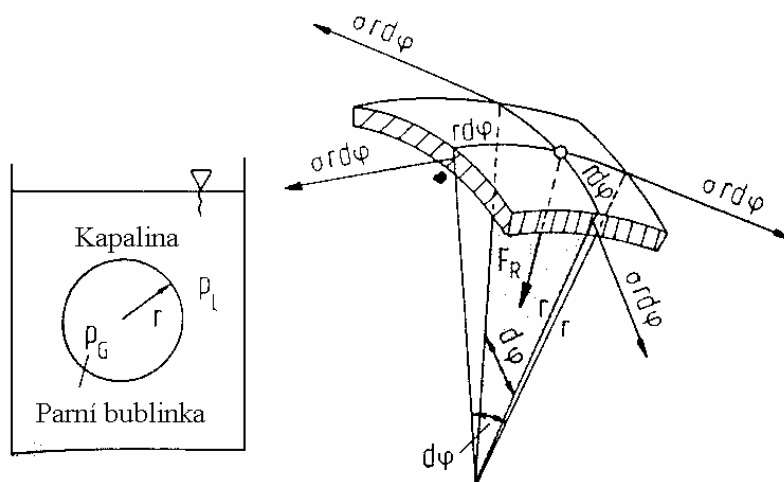


Obr.2.3.03

2.4, Tvorba bublinek a přehřívání kapaliny

Z důvodu lepšího pochopení a uceleného náhledu na problematiku procesu vypařování je vhodné několik podkapitol věnovat tvorbě bublinek na výhřevných plochách.

Následující úvahy jsou založeny na rovnováha parní bublinky, u které se předpokládá její sférický tvar, a obklopující kapaliny, jak je naznačeno v obr.2.4.01.



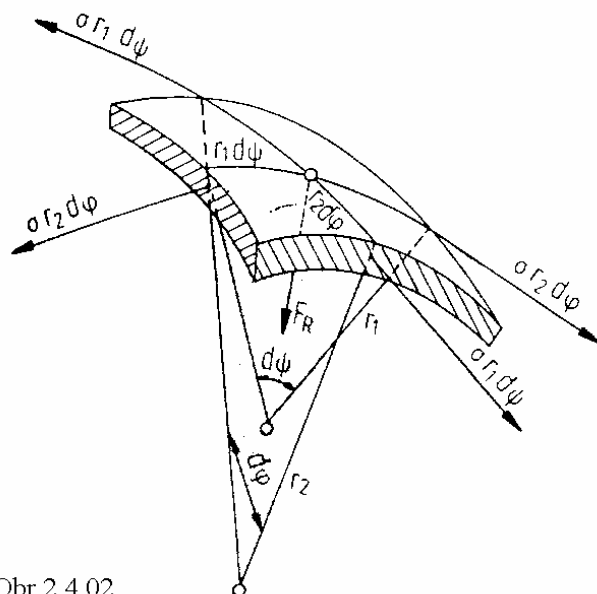
Obr.2.4.01

Obr.2.4.01- Základní pohled na předpokládaný tvar bublinky a znázornění rozkládajících se sil na jejím elementu; Zdroj: Stephan [1]

Mezi bublinkou a obklopující kapalinou je předpokládána teplotní rovnost:

$$t_G = t_L = t \quad (2.4.01)$$

Vyřízneme-li povrchový element bublinky (obr.2.4.01) o délce strany elementu $rd\varphi$, pak síly $\sigma rd\varphi$, tvořená povrchovým napětím σ , se projeví na okrajích elementu.



Obr.2.4.02

Obr.2.4.02 – Zobrazuje rovnováhu mezi elementem parní bublinky, s obecným poloměrem křivosti, a obklopující kapalinou; Zdroj: Stephan [1]

S toho vycházející síla F_R je dána vztahem:

$$d^2 F_R = 2\sigma d\varphi^2 \quad (2.4.02)$$

Takže vlivem sil jež jsou projevem tlaků plynu a kapaliny dostáváme:

$$p_L (rd\varphi)^2 + d^2 F_R = p_G (r^* d\varphi)^2. \quad (2.4.02)$$

Potom lze psát:

$$p_G = p_L + \frac{2\sigma}{r}. \quad (2.4.03)$$

Vytvoří-li se bublinky s náhodně zakřiveným povrchem s poloměrem křivosti r_1 a r_2 na elementu povrchu, jako je vyobrazeno na obr.2.4.02, tak poté platí rovnice

$$d^2 F_R = \sigma_2 d\varphi d\psi + \sigma_1 d\psi d\varphi. \quad (2.4.04)$$

Tyto síly na ploše jsou v rovnováze se silami, které jsou vyvozeny tlaky plynu a kapaliny. Konkrétně:

$$p_L r_1 d\psi r_2 d\varphi + d^2 F_R = p_G r_1 d\psi r_2 d\varphi. \quad (2.4.05)$$

Lze tím následně získat podmínku pro mechanickou rovnost:

$$p_G = p_L + \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right). \quad (2.4.06).$$

Budeme-li předpokládat nejjednodušší formu bublinky, tedy kulového tvaru, kdy bude platit rovnost jednotlivých poloměrů $r_1 = r_2 = r$ (2.4.07), dostáváme výše uvedený výraz (2.4.03).

Na konec zde také platí podmínka chemické rovnováhy:

$$\mu(p_G, t) = \mu(p_L, t), \quad (2.4.07)$$

tj. rovnost chemických potenciálů plynu a kapaliny. Rovnice (2.4.08) může být zjednodušena pro nízké rozdíly tlaků $p_G - p_L$, za předpokladu, že velikost zakřivení bublinky r , není příliš malá a zároveň se předpokládá kulový tvar.

Dostaneme tedy:

$$\mu_G(p_G, t) = \mu_G(p_L, t) + \left(\frac{\partial \mu_G}{\partial p} \right)_t (p_G - p_L) + \dots \quad (2.4.08)$$

nebo

$$\mu_G(p_G, t) = \mu_G(p_L, t) + v_G(p_G - p_L) + \dots \quad (2.4.09)$$

Kde v_G je měrný objem. Vzhledem k rovnici (2.4.06), se dostane:

$$\mu_G(p_G, t) = \mu_G(p_L, t) + v_G \frac{2\sigma}{r}. \quad (2.4.10)$$

Případně zohledníme-li rovnici (2.4.07) tak platí:

$$\mu_G(p_G, t) = \mu_L(p_L, t) = \mu_G(p_L, t) + v_G \frac{2\sigma}{r}. \quad (2.4.11)$$

Jak již bylo stanoveno tato rovnice neplatí pro velmi malé poloměry bublinek. Nicméně zahrnuje, mezní případ plošného rozhraní prostředí kdy $r \rightarrow \infty$ a tím dostáváme znovu rovnici (2.4.07) a poté zde platí

$$p_G = p_L = p_0. \quad (2.4.12)$$

Tím pádem můžeme upravit rovnici (2.4.11) a dostáváme:

$$\mu_L(p_L, t) - \mu_L(p_0, t) = \mu_G(p_L, t) - \mu_G(p_0, t) + v_G \frac{2\sigma}{r}. \quad (2.4.12)$$

V případě že křivost bublinky není malý pak $p_L - p_0$ je malé. Tudíž lze rozvinout chemický potenciál v Taylorově řadě a zkrátit ji po prvním výrazu. Použijeme-li vztah

$$\left(\frac{\partial \mu}{\partial p} \right)_v = v \quad (2.4.13)$$

zkrátí-li se zápis měrného objemu v sytém stavu dle níže uvedených rovnic:

$$v_L(p_0, t) = v' \quad \text{a} \quad v_G(p_0, t) = v'', \quad (2.4.14)$$

tak lze psát:

$$v'(p_L - p_0) = v'(p_L - p_0) + v_G \frac{2\sigma}{r}. \quad (2.4.15)$$

Poté, jelikož je $p_L - p_0$ malé, je možné zavést aproximaci:

$$v_G(p_L, t) \approx v_G(p_0, t) = v'' \quad (2.4.16).$$

S použitím hustoty místo měrného objemu

$$\rho = v^{-1} \quad (2.4.17)$$

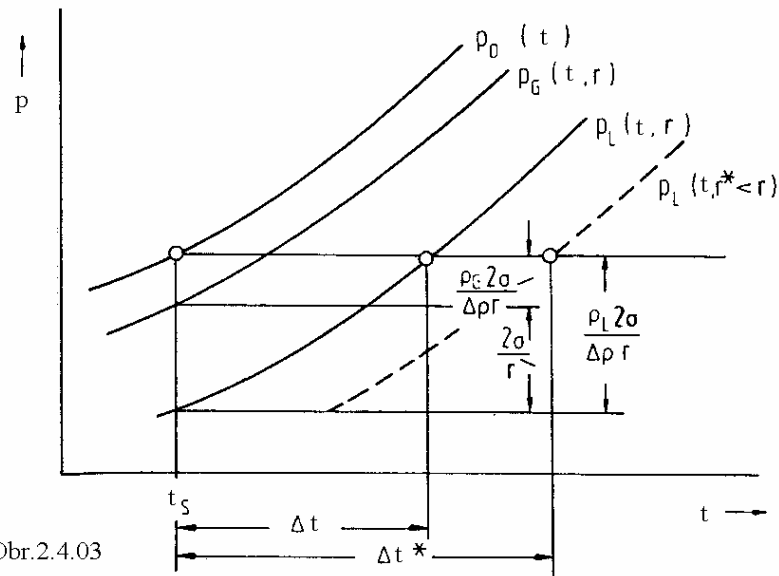
vychází:

$$p_L = p_0 - \frac{\rho'}{\rho' - \rho''} \frac{2\sigma}{r} \quad (2.4.18)$$

případně:

$$p_G = p_0 - \frac{\rho''}{\rho' - \rho''} \frac{2\sigma}{r}. \quad (2.4.19)$$

Rovnice (2.4.18) resp. (2.4.19) se nazývá Thomsonovou rovnicí. Vyjadřuje souvislost mezi tlakem páry $p_0(t)$ na rovině fázového rozhraní, tlakem kapaliny $p_L(t)$, a tlakem páry $p_G(t, r)$ na ploše parní bublinky o poloměru r . Tento vzájemný vztah je vyobrazen na obr.2.4.03.



Obr.2.4.03

Obr.2.4.03 – Tlaky páry a kapaliny v při rovnováze mezi kapalinou a kulatou bublinkou;

Zdroj: Stephan [1]

Je-li dána teplota t , pak tlak páry p_G odpovídající rovnici (2.4.19) je menší o

$$p_0 - p_G = \Delta p_G = \frac{\rho''}{\rho' - \rho''} \frac{2\sigma}{r}, \quad (2.4.20)$$

než tlak páry p_0 na rovině fázového rozhraní. Protože povrchové napětí σ je závislé na teplotě, nejsou křivky průběhu tlaku páry p_0 a tlaku kapaliny p_L paralelní ke křivce tlaku páry p_G na fázovém rozhraní.

Nebude-li dána teplota t soustavy pára-kapalina, ale spíše její tlak p_0 , pak musí být tekutina přehřátá o Δt vzhledem k soustavě s povrchovým fázovým rozhraním, tak aby parní bublina o poloměru r byla v rovnováze s tekutinou jak je zřejmé na obr.2.4.03. Je také nutno rozpoznat teplotní rozdíl přehřáté kapaliny Δt je tím větší čím větší je poloměr parní bublinky r a naopak, neboť pro menší poloměry $r^* < r$, se křivky tlaku páry $p_G(t, r^*)$ a tlaku kapaliny $p_L(t, r^*)$ posouvají dále doprava viz. Obr 2.4.03. Naopak, je-li dáno přehřátí kapaliny Δt , tak je v rovnováze parní bublinka určitého poloměru s přehřátou kapalinou.

Pro výpočet potřebného přehřátí, rozlišujeme rovnici (2.4.18) s ohledem na teplotu:

$$\frac{dp_L}{dt} = \frac{dp_0}{dt} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\rho'}{\rho' - \rho''} \frac{2\sigma}{r} \right). \quad (2.4.21)$$

Derivace dp_0/dt je spádem křivky tlaku páry $p_0(t)$. Tento spád lze vypočítat z Clausius-Clapeyronovy rovnice:

$$\frac{dp_0}{dt} = \frac{\Delta h_v \rho' \rho'}{T_s (\rho' - \rho'')}. \quad (2.4.22)$$

Dosazením této rovnice do (2.4.21), následnou integrací v mezích od t_s až $t_s + t$ získá, a dosazením

$$\Delta \rho = \rho' - \rho'' \quad (2.4.23)$$

vyjde:

$$p_L(t_s + \Delta t) - p_L(t_s) = \int_{t_s}^{t_s + \Delta t} \frac{\Delta h_v \rho' \rho'}{T_s \Delta \rho} dt - \left(\frac{\rho' 2\sigma}{\Delta \rho r} \right)_{t_s + \Delta t} + \left(\frac{\rho' 2\sigma}{\Delta \rho r} \right)_{t_s}. \quad (2.4.24)$$

Lze však díky rovnici (2.4.18) psát také:

$$p_L(t_s + \Delta t) = p_0(t_s) + \int_{t_s}^{t_s + \Delta t} \frac{\Delta h_v \rho' \rho'}{T_s \Delta \rho} dt - \left(\frac{\rho' 2\sigma}{\Delta \rho r} \right)_{t_s + \Delta t}. \quad (2.4.25)$$

Dále je možné psát vyplývající z obr.2.4.03:

$$p_L(t_S + \Delta t) = p_0(t_S) \quad (2.4.26)$$

a získat tak vztah mezi poloměrem bublinky r a přehřátím kapaliny Δt :

$$\left(\frac{\rho' 2\sigma}{\Delta \rho r} \right)_{t_S + \Delta t} = \int_{t_S}^{t_S + \Delta t} \frac{\Delta h_v \rho' \rho'}{T_S \Delta \rho} dt. \quad (2.4.27)$$

Lze zde rozpoznat že poroste-li poloměr bublinky k nekonečnu $r \rightarrow \infty$, tak se přehřátí kapaliny se pohybuje směrem k nule $\Delta t \rightarrow 0$. Naopak malá bublinka nemůže existovat ve stavu rovnováhy, aniž by kapalina byla dostatečně přehřátá.

Jelikož je přehřátí kapaliny běžně velmi malé, lze rovnici dále zjednodušit rozvinutím výrazu na obou stranách na Taylorovu řadu a zkrátit ji po výrazech, jenž jsou lineární v Δt . Pokud se dále řeší rovnice, vyjde pro poloměr bublinky r :

$$r = \frac{2\sigma T_S}{\rho' \Delta h_v \Delta t} \left(1 + \frac{\Delta t}{T_S} \omega \right), \quad (2.4.28)$$

kde

$$\omega = \frac{\Delta \rho T_S}{\rho' \sigma} \frac{d}{dt} \left(\frac{\rho' \sigma}{\Delta \rho} \right). \quad (2.4.29)$$

Podle výzkumu Mitroviče a Stephana, číselné hodnoty faktoru ω pro vodu a taktéž pro nízkovroucí kapaliny leží v rozmezí 0 až 1. Proto, pro malé teplotní rozdíly Δt a pro ne příliš nízké teploty varu T_S , lze dodatečný výraz $\left(\frac{\Delta t}{T_S} \right) \omega \ll 1$, vypustit.

Podle výše uvedených úvah, je kapalina v rovnováze, je-li přehřátá o Δt , a společně s tímto přehřátím kapaliny je poměrně stanoven poloměr bublinky, kdy je bublinka v rovnováze s kapalinou. Bublinky, jejichž poloměr je $r^* < r$, jsou v rovnováze s přehřátou kapalinou pouze je-li splněno $\Delta t^* > \Delta t$, viz obr.2.4.03.

Kapalina, jenž je přehřátá pouze o Δt , je příliš chladná. Proto bublinky, které jsou příliš malé znovu zkondenzují. Na druhou stranu bublinky s poloměrem $r^* > r$ jsou v přehřáté kapalině a dále pokračují v růstu. Ve skutečnosti je délka existence bublinky, zejména poblíž stěny, velmi krátká, neboť zde nemůže dojít k rovnováze a momentální přehřátí kapaliny je mnohonásobně vyšší než Δt . Konečný kritický poloměr bublinky je spjatý s aktuálním přehřátím. Při vroucí vodě při 100kPa, vzhledem k rovnici (2.4.28) nám dává průměr bublinky $2r \approx 0.155\text{mm}$, v závislosti na přehřátí v jádru kapaliny 0.4 K. Pouze taková to bublinka je schopna existence a může dále vzrůstat.

Takováto bublinka obsahuje přibližně $3 \cdot 10^{20}$ molekul vody, tolik molekul s značně nadprůměrnou energií parních molekul mohou stěží sbírat na určitém bodě vnitřního prostoru kapaliny náhodou, vytvoří parní bublinku, jenž pokračuje v růstu. Tu se naskytuje otázka jak se bubliny tvoří vůbec.

Jak naznačili pozorování, žádné bublinky se nemohou tvořit v prostředí, které je absolutně čisté – pečlivě odplyněné kapaliny, dokud nedojde k extrémnímu přehřátí, nebo například nejsou vyslány ionizující paprsky prostředím. Pozorování dále ukázala, že přes poměrně dlouhou dobu se bublinky tvoří znovu a znovu na stejných bodech výhřevné plochy, s frekvencí proměnnou v čase a rozloženou zhruba podle chybové funkce. Zřejmě je to dáno vysoce aktivními centry, která uspíší přechod nestabilní přehřáté kapaliny ve stabilní páru. Takováto centra jsou zbytky plynů nebo par, které jsou stlačené v povrchu, které nebyly zcela vytlačeny kapalinou, neboť kapalina nemůže zcela vyplnit jemné „důlky“ v povrchu, i když bude velice smáčivá. Prostřednictvím tepelného přívodu tyto zbytky plynů či par vzrůstají dokud nedosáhnou definované kritické velikosti, jenž odpovídá velikosti existenci schopné bublinky. Potom díky převažujícím podílu přehřáté tekutiny může bublinka dále růst dokud nakonec se nepřeváží síly adhezní nad vztlakovými a dynamickými a bublinka se odpoutá od výhřevné plochy. Poté co se bublinka odtrhne zanechá po sobě v „důlku“ zbytek páry či plynu, jenž je nyní ochlazován studenou kapalinou přitekoucí z okolního prostředí ke stěně a který je následně znovu ohříván teplem z výhřevné plochy a ten roste znovu do velikosti nového jádra parní bublinky. Z těchto pozorování je jasné, proč je struktura povrchu důležitou mezní hodnotou pro přenos tepla.

Parní bublinky se tvoří soustavně na upřednostňovaných bodech pevných povrchů nebo na zadržených částech. Jde tedy o heterogenní nukleaci.

Homogenní nukleace, při které bubliny vznikají v bez přispění heterogenních center na základě přirozených flukтуаčních pohybů molekul hraje ve většině praktických aplikací vedlejší roli. Poté co se parní bublinka odtrhla, může vzniknout nová homogenní nukleací pouze v mimořádných případech.

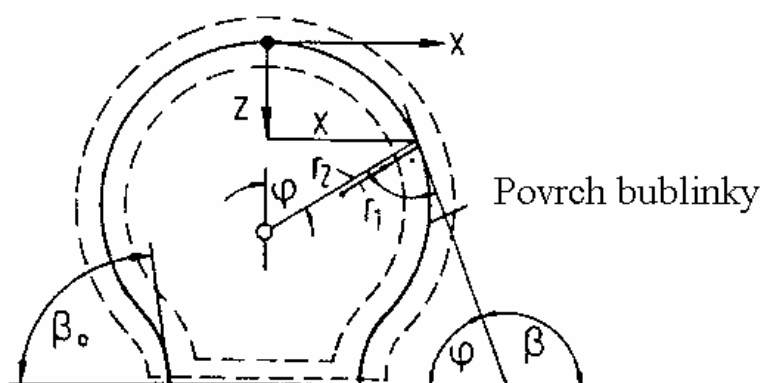
2.5, **Obrysy bublinek a omezující objem**

Parní bublinka se vytváří na výhřevných stěnách a vypařováním narůstá dokud nedosáhne mezního objemu, kdy dojde k odtržení a následnému stoupání v kapalině. Pro výpočet mezního objemu je potřeba znát obrys parní bublinky, jenž je určený pomalým nárůstem za působení vztlakových a povrchových sil a adhezními vlastnostmi stěny.

Diferenciální rovnice pro obrys bublinky je odvozena z rovnováhy sil. Za předpokladu, že síly vztlakové a gravitační jsou sobě rovny, dostáváme pro objemový element parní bublinky:

$$\frac{dp_G}{dz} = \rho_G g, \quad (2.5.01)$$

kde p_G značí tlak v parní bublince a z je souřadnice ve směru působení gravitační síly, jak je naznačeno v obr.2.5.01.



Obr.2.5.01

Obr.2.5.01 – Vyobrazení parametrů pro diferenciální rovnici obrysu bublinky. r_1 je poloměr křivosti v rovině růstu a r_2 je poloměr vytvořený o rotováním okolo osy z .; Zdroj: Stephan [1]

Tomu odpovídající rovnováhu sil obklopující kapaliny je:

$$\frac{dp_L}{dz} = \rho_L g . \quad (2.5.02)$$

Výsledkem odečtu těchto dvou rovnic je:

$$d(p_G - p_L) = (\rho_G - \rho_L) g dz . \quad (2.5.03)$$

Tato rovnice je platná pro nekonečně úzkou oblast, jenž je v obr.2.5.01 omezena čárkovanou čarou na obou stranách povrchu bublinky a která splývá s pevnou stěnou v základu bublinky. Integrací této rovnice od shora bublinky, kde $z=0$, až po libovolný bod, vychází:

$$(p_G - p_L) - (p_G - p_L)_{z=0} = (\rho_G - \rho_L) g dz . \quad (2.5.04)$$

Popřípadě je umožněn díky rovnici (2.4.06) tvar:

$$\sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) - \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)_{z=0} = (\rho_G - \rho_L) g z . \quad (2.5.05)$$

Dále se předpokládá, že bublinka je osově souměrná a určovaný poloměr zakřivení na vrcholu jako d , $d = r_1 = r_2$ pro $z = 0$, tak lze dostat:

$$\sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) - \frac{2\sigma}{d} = (\rho_G - \rho_L) g z . \quad (2.5.06)$$

Z pravidel diferenciální geometrie, jsou obě hlavní poloměry křivosti r_1 a r_2 , viz obr.2.5.01 spojeny s obrysem $z(x)$ v souladu s:

$$\frac{1}{r_1} = \frac{z'''}{(1+z'^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (2.5.07)$$

$$\frac{1}{r_2} = \frac{\sin \varphi}{x} = \frac{1}{x} \frac{z'}{(1+z'^2)^{\frac{1}{2}}}, \quad (2.5.08)$$

kde:

$$z' = \frac{dz}{dx} \quad (2.5.09)$$

a

$$z'' = \frac{d^2 z}{dx^2}. \quad (2.5.10)$$

Tudíž je diferenciální rovnice obrysu bublinky:

$$\sigma \left[\frac{z''}{(1+z'^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{1}{x} \frac{z'}{(1+z'^2)^{\frac{1}{2}}} \right] - \frac{2\sigma}{d} = (\rho_G - \rho_L)gz \quad (2.5.11)$$

s počátečními podmínkami $x = 0$, $z = 0$, a $z' = \frac{x}{d}$.

Tato rovnice byla poprvé numericky vyřešena Bashfortem a Adamsem. Jejich návrh obsahoval objem spjatý s každým úhlem $\beta = \pi - \varphi$ (2.5.12) obrysu bublinky. Později Fritz ukázal, že existuje maximální hodnota objemu V_A parní bublinky může být dána ve tvaru:

$$\left(\frac{V_A}{b^3} \right)^{\frac{1}{3}} = f(\beta_0), \quad (2.5.13)$$

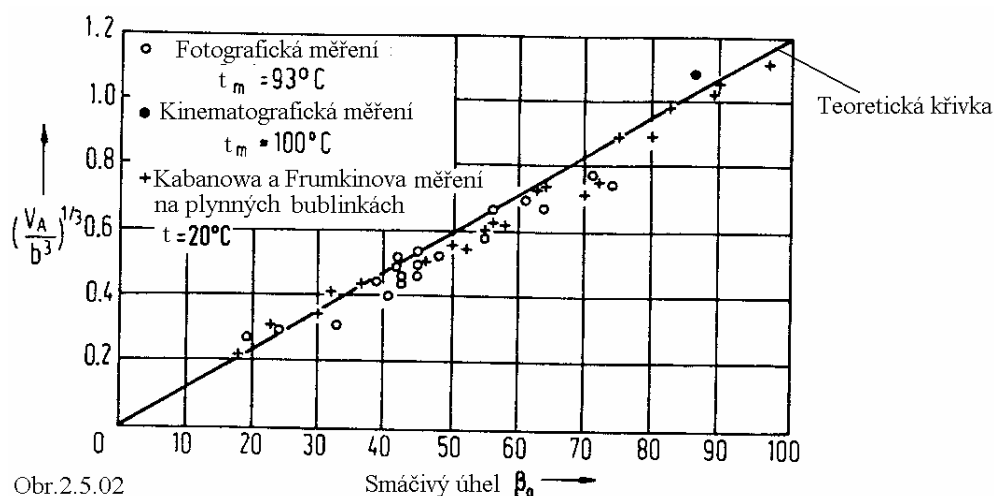
kde β_0 je kontaktní úhel bublinky, tj. úhel doteku mezi bublinkou a výhřevnou stěnou viz. Obr.2.5.01. Parametr b se nazývá Laplaceovou konstantou a určí se jako

$$b = \sqrt{\frac{2\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)}}. \quad (2.5.14).$$

Zde se počítá s nasycenými hodnotami ρ' a ρ'' měrných hmotností. Pro vzduchovou bublinu ve vodě při 20°C je například $b=3.82\text{mm}$, při 100°C $b=3.538\text{mm}$ a pro chladivo R-11.

Rovnice (2.5.13) byla potvrzena Fritzem a Endem a Kabanowem a Frumkinem měřeními z fotografií. Obr.2.5.02 ukazuje tyto data dosazená do grafu a proložená teoretickou přímkou:

$$\left(\frac{V_A}{b^3}\right)^{\frac{1}{3}} = 0.686\beta_0. \quad (2.5.15)$$



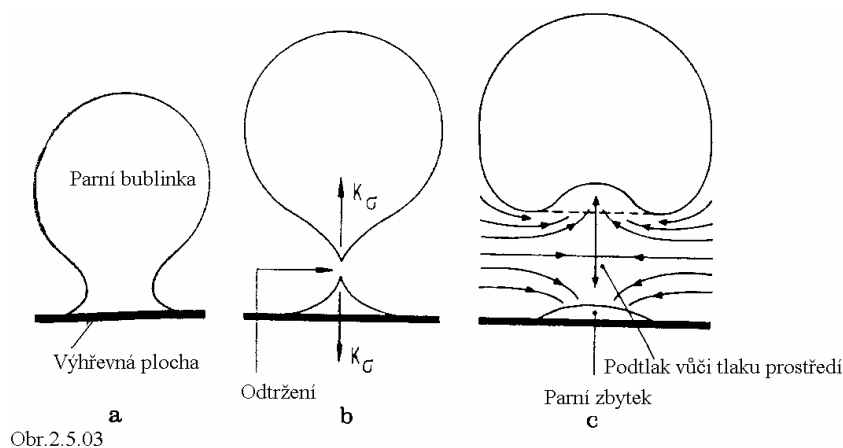
Obr.2.5.02 – Závislost poměru $\left(\frac{V_A}{b^3}\right)^{\frac{1}{3}}$ vyjadřující objem bublinky, v závislosti na úhlu smáčivosti povrchu danou kapalinou; Zdroj: Stephan [1]

Odtud se získaly, že průměr odtržení bublinky, je považován jako kulový

$$d_A = 0.851\beta_0 \sqrt{\frac{2\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)}}, \quad (2.5.16)$$

kde kontaktní úhel β_0 je v radiánech. Okamžitý průměr odtržení se poněkud odchyluje od výpočtů, je závislý na tvaru dutinky a také na přehřívání výhřevné plochy.

Tvar bublinky před odtržením je dodatečně ovlivněn přímo vypařováním na výhřevné ploše. Díky tomu je výsledný vzhled jak je znázorněno na obr.2.5.03. Na úpatí bublinky se před odtržením vytvoří krček. Mitrovič ukázal odtrhávání bublinek, kdy krček byl již zcela přiškrcen viz. obr.2.5.03b. Veškerá hmota páry se poté rozdělila na dvě části odlišných velikostí. Malý zbytek páry zůstal vyset na výhřevné ploše. Větší část hmoty páry je v odtržené části bubliny. Z důvodu malého poloměru křivosti na nižším vrcholu, zde vzniká vysoký kapilární tlak, ten se snaží vyrovnat a způsobí tím oscilaci bublinky, není li extrémně malá. Kapilární tlak se projeví podobným způsobem na výhřevné ploše, na parním zbytku. Může nabývat velikosti 4 barů, jak Mitrovič dokázal pokusem. Tímto nadměrným tlakem parní zbytek částečně, případně celý zkapalní. Speciálně při nepatrném přehřátí výhřevné plochy, parní zbytky zkondenzují ve velkém rozsahu. Poté to trvá relativně dlouho než se vytvoří další bublina, avšak při vysokém přehřátí se další bublina vytvoří téměř bez prodlení. Odstraněním kapilárních sil, vrchol, jak je vyobrazený na obr.2.5.03b zmizí a výsledně se vytvoří tvar bublinky viz. obr.2.5.03c s divergujícími proudnicemi, jak je vyobrazeno. Vespod bublinky se vytvoří podtlak, jenž drží bublinku blízko stěny na krátkou dobu. Z důvodu nízkého tlaku je kapalina v metastabilním stavu s vysokým přehřátím. Přehřátá kapalina může sama sloužit jako zárodek nových bublinek, jenž se přidá k heterogenní generaci bublin v miniaturních prohloubeninách na stěně, a může vzniknout homogenické vytváření bublinek, jak ukázali pozorování Mitroviče. Toto stejně jako proudění kapaliny, velmi rychle obnoví tlak prostředí v kapalině.



Obr.2.5.03 – Zobrazení odtržení bublinky. a,-dosahování kritického objemu a s ním formace krčku v úpatí bublinky; b,-vlastní odtržení bublinky; c,-krátce po odtržení dojde k podtlaku v místě „odtržení“, a zmenšování se parního zbytku.; Zdroj: Stephan [1]

Tyto pozorování ukázaly, že konvekce je dalším účinkem růstu a opouštění bublinky. Předchozí výzkumy vlivu konvekce jsou doposud bezvýznamné, jako objevy shrnující prezentace ostatních. V teoretické práci, Tokuda ukázal, že tepelná vodivost ukončí další růst pouze ihned po vytvoření bublinky, a to postupně s růstem velikosti bublinky, radiální konvekce je rozhodující. Po odchodu bublinky, mají největší vliv: tepelná vodivost, radiální konvekce a axiální konvekce.

2.6 Aplikační rovnice pro průměr odtržení a frekvenci

V průběhu pomalé periody růstu bubliny, je průměr odtržení určený rovností vztlačových sil, sil povrchového napětí a adhezních podmínek stěny. Tento průměr odtržení vyplývá z rovnice (2.5.15). Je-li teplota stěny o hodně vyšší než teplota sytosti, tak bublinky narůstá tak rychle, že dynamické síly tak jako setrvačné, odpor proudu, a tlak nemůže být dále zanedbáván. Objevují se značné dynamické síly, obzvláště v „podchlazené“ kapalině, takže jsou průměry odtržení silně odlišné od předem očekávaných podle rovnice (2.5.15). Setrvačné síly a odpory proudění se projevují z obklopující kapaliny na bublinky a zadržují ji na stěně, což vede k zvětšení průměru odtržení.

Když Kutateladze a Gorgonin stanovily průměr odtržení ve varu ; kapaliny, tak zjistili, že nezávisí pouze na Laplacově konstantě, ale také na Jakobově čísle Ja , Prantlově čísle Pr kapaliny a na Archimédově čísle Ar . Jenž jsou zavedeny:

$$Ja = \frac{c_{pL} \Delta t \rho}{\rho' \Delta h_v} \quad (2.6.01)$$

$$Pr = \frac{\nu_L}{a_L} = \frac{\nu_L c_{pL} \rho'}{\lambda_L} = \frac{\eta_L c_{pL}}{\lambda_L} \quad (2.6.02)$$

$$Ar = \frac{g}{\nu_L^2} \left(\frac{\sigma}{\rho' g} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.6.03)$$

Naměřené hodnoty mnohých autorů, pro různé látky lze empiricky popsat:

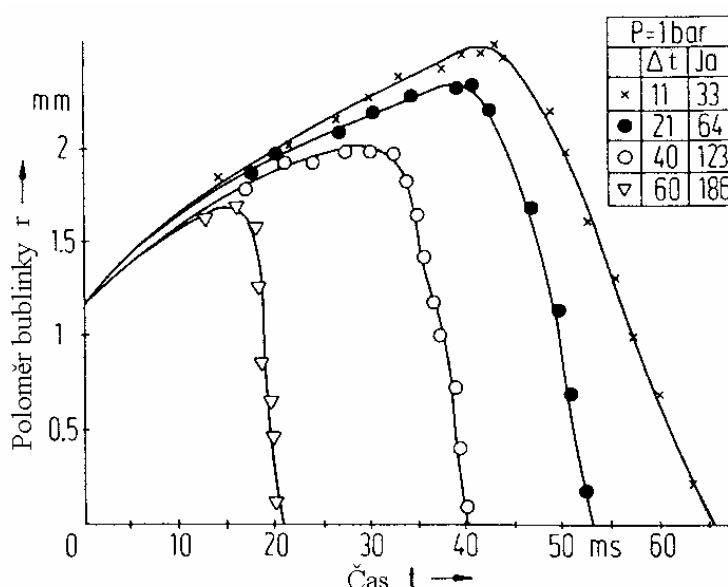
$$d_A = 0.25 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}} \left[1 + \left(\frac{Ja}{Pr} \right)^2 \frac{1}{Ar} \right] \quad (2.6.03)$$

Jak je vidět z gr.2.6.01 tak rovnice splňuje poměrně dobře reálné výsledky

$$\text{v oboru: } 5 \cdot 10^{-7} \leq \left(\frac{Ja}{Pr} \right)^2 \frac{1}{Ar} \leq 10^{-1} \quad (2.6.04)$$

Průměry odtržení objemu vypočtené těmito rovnicemi poměrně dobře odpovídají rovnici (2.5.16) pro bublinky vody či chladiv za atmosférického tlaku, je-li použito kontaktní úhel vody 40° až 45°, popřípadě 35° pro chladiva jak bylo stanoveno dle Fritze.

Tvořící se bublinky v „podchlazených“ kapalinách znovu kondenzují. Tvorba páry a zkapalnění probíhají souběžně, zatímco bublinky na patě výhřevné plochy dále rostou, na jejím vrcholu již probíhá kondenzace. Jak ukazuje graf obr.2.6.01, maximální průměr bublinky a kondenzační čas klesá s podchlazením kapaliny Δt , takže zvyšování průtočné rychlosti brání růstu bublinek. Předchozí rovnice proto jsou platné pouze při malém zastoupení podchlazení kapaliny a volné konvekce. S vyšším podchlazením v nuceném proudění zabírá kondenzace větší roli než-li růst bublinek. Maximální objem a existence schopnost bublinky je proto velmi krátká.



Obr.2.6.01

Obr.2.6.01 – Znázornění růstu a kondenzace paních bublinek vody v podchlazené kapalině o tlaku 1 bar. Bublinky byly vytvořeny na trysce, proto je průběh změny poloměru poměrně pěkný.

Rovnice pro výpočet frekvence parních bublinek f vznikla z faktu, že bylo předpokládáno jisté přiblížení, kde platilo: $f * d_A = konst.$, kde byla nalezena konstanta pro vodu a R-11 100mm s⁻¹. Později se konstanta vyjadřovala jako fyzikální vlastnost vařící se kapaliny výrazem:

$$fd_A = 0.594 \sqrt{\frac{g\sigma(\rho' - \rho'')}{\rho'^2}}, \quad (2.6.05)$$

kde ostatní autoři předpokládali rovnice tvaru $f * d_A^n = konst.$, kde $n = 0.5$ n . Novější a přesnější výzkumy ukázali, že exponent n není konstantní, ale nabývá hodnot v rozmezí od 0.5 až 2.

Z předpokladu, že bublinka v době svého odtržení není urychlena a její rychlost je konstantní s rychlostí kapaliny. Malenkov vyjádřil výraz:

$$f = \frac{1}{d_A} \sqrt{\frac{d_A g (\rho' - \rho'')}{2(\rho' + \rho'')} \frac{2\sigma}{d_A (\rho' + \rho'')}} , \quad (2.6.06)$$

jenž lze dále zjednodušit pro oblast tlaků, které se drží dost v pod kritické oblasti, kde platí, že $\rho' \gg \rho''$,

$$f = \sqrt{\frac{g}{2d_A \pi^2} \left(1 + \frac{4\sigma}{d_A^2 \rho' g} \right)} \quad (2.6.07)$$

Tyto rovnice platí pouze pokud tepelný tok je tak malý, že bublinky se navzájem neovlivní. Jinak se frekvence zvedne o faktor závislý na tepelném toku

$1 + \frac{q}{\rho'' \Delta h_v w}$ s rychlostí:

$$w = \sqrt{\frac{d_A (\rho' - \rho'')}{2(\rho' + \rho'')} + \frac{2\sigma}{d_A (\rho' + \rho'')}} \quad (2.6.08)$$

Poté lze zapsat frekvenci:

$$f = \frac{1}{d_A \pi} \left(1 + \frac{q}{\rho'' \Delta h_{f,w}} \right) w \quad (2.6.09)$$

V hraničícím případě velmi malých tepelných toků, se tato rovnice změní na tvar uvedený výše pro jednotlivé bublinky. Malenkov otestoval tyto rovnice, pomocí numerických metod různých autorů, a shledal je jako vhodné po použití.

Jak je vidět ze rovnice (2.6.09), že pro větší průměry odtržení je druhý člen poměrně malý. A poté platí $f d_A^{\frac{1}{2}} = konst$. Když na druhou stranu bude průměr odtržení dost malý, tak získává na váze druhý člen výrazu a tím se dostane $f d_A^{\frac{3}{2}} = konst$. A budou-li oba výrazy pravé části v rovnováze tak dostáváme $f d_A = konst$.

Dále je vzhledem k rovnici (2.6.09) vidět, že frekvence bublinek se zvyšuje s tepelným tokem. Nesmí se však zanedbat velikost nukleační stěny. Nukleační stěny s menšími průměry prohlubinek tvoří bublinky s vyšší frekvencí, než když jsou prohlubinky větší. Výše uvedené rovnice nedovolují zohlednit tento jev a lze pouze započítat různé velikosti ploch. Taktéž nelze zohlednit v těchto rovnicích vliv podchlazení. Se zvyšujícím se podchlazením frekvence klesá, neboť nárůstu bublinek je bráněno neustálou kondenzací.

2.7 Empirické vztahy pro přenos tepla v závislosti na tlaku prostředí, a vliv tlaku na tepelný tok při varu

Z práce Stephana a Adelsalama bylo pečlivě prozkoumáno asi 5000 dat pro přenos tepla za bublinkového varu. Stanovili tak empirické vztahy pro tento jev. Jak ukázala regresní analýza, bezrozměrné součinitele mají podstatný význam na různé látky. Vybraná charakteristická data jsou opakovatelná pokud jsou měřené látky rozděleny na čtyři skupiny, a to uhlovodíky, kryogenní tekutiny, chladiva a voda. Lze sestavit rovnice platné pro všechny látky, avšak přesnost výsledků je poněkud horší než pro rovnice jednotlivých skupin, jak byly výše jmenovány.

Jelikož většina měření probíhala v oblasti atmosférického tlaku, jenž odpovídá tlaku varu organických tekutin přibližně $p/p_c = 0.03$, lze zvýšit přesnost takovýchto vztahů, pokud se omezí platnost tlaku v oblasti blízké tlaku prostředí. Takovéto rovnice byly například stanoveny Stephanem a Preusserem:

$$Nu = 0.087 \left(\frac{qd_A}{\lambda' T_s} \right)^{0.674} \left(\frac{\rho'}{\rho} \right)^{0.156} \left(\frac{\Delta h d_A^2}{a'^2} \right)^{0.371} \left(\frac{a'^2 \rho'}{\sigma d_A} \right)^{0.35} (\text{Pr}')^{-0.162}. \quad (2.7.01)$$

Součinitele jsou navrženy pro odpovídající vařící se tekutinu a pro ni určený ve vztahu k syté páře. Nusseltovo číslo je obecně definováno jako:

$$Nu = \frac{\alpha d_A}{\lambda'} \quad (2.7.01)$$

Průměr odtržení bublinky je dán rovnicí (2.5.15), kde lze uvažovat úhel omáčení $\beta = 45^\circ$ pro vodu. Měření ukázala, že při plně vyvinutém bublinkovém varu a tepelném toku v rozmezí $q \in (10^4, 10^6) \text{ Wm}^2$ a tlaku na mezi sytosti v rozmezí $p \in (0.5, 20)$ bar lze velmi dobře vystihnout rovnicí, která je potvrzena výzkumem Fritze:

$$\alpha = 1.95 q^{0.72} p^{0.24}, \quad (2.7.03)$$

Kde α vychází ve $\frac{W}{m^2 K}$, q je udáváno v $\frac{W}{m^2}$, a tlak p v barech.

Vhodný je také jednoduchý empirický tvar

$$\alpha = cq^n \quad (2.7.04)$$

kde hodnota c pro danou vařící se tekutinu a výhřevný povrch je silně závislá na vlastnostech vařící se kapaliny a také na teplotě sytosti, resp. tlaku sytosti lze si tedy představit a lze tedy napsat, že:

$$c = c_0 F(p), \quad (2.7.05)$$

kde c_0 vyjadřuje vlastnosti kapaliny a výhřevné plochy za definovaného referenčního tlaku a $F(p)$ vyjadřuje přímo působení tlaku. Lze nyní dosadit poslední rovnici do rovnice (2.7.04) a dostaneme:

$$\alpha = c_0 F(p) q^n. \quad (2.7.06)$$

Pro referenční hodnoty α_0, q_0 odpovídající jistému referenčnímu tlaku p_0 zvolíme $F(p)=1$, potom

$$\alpha_0 = c_0 q_0^n \quad (2.7.07)$$

Pokud se vyjádří z obou rovnic c_0 a dají se vyplývající druhé strany sobě rovné lze vyjádřit:

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = F(p) \left(\frac{q}{q_0} \right)^n. \quad (2.7.08)$$

Funkce tlaku, jenž je obsahem rovnice musí být bezrozměrná a nezávislá na jednotkách systému jimiž se měří tlak. Proto je zaveden poměr:

$$p^* = \frac{p}{p_{cr}}. \quad (2.7.09)$$

Potom funkce tlaku v rovnici (2.7.08) se změní na tvar:

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = F(p^*) \left(\frac{q}{q_0} \right)^n, \quad (2.7.10)$$

kde:

$$F(p_0^* = \frac{p_0}{p_{cr}}) = 1. \quad (2.7.11)$$

Je-li znám α_0 a q_0 za referenčního tlaku p_0 , je možné vypočíst $\alpha(q)$, za předpokladu, známosti exponentu tepelného toku n . Tepelné součinitele při tlacích jiných než referenčního p_0 je možno získat při znalosti funkce $F(p^*)$. Parametry α_0 a q_0 za referenčního tlaku p_0 , lze zjistit měřením nebo výpočtem z rovnice (2.7.01).

První empirické rovnice pro funkci tlaku $F(p^*)$ byly stanoveny Danilewou pro několik chladiv do $p^*=0.5$ a následně rozšířeny Haffnerem a později Bierem a kol., tak, že je možné reprodukovat měření i za vyšších normalizovaných tlaků. Modifikace těchto předchozích rovnic, byly provedeny pro reprodukci známých dat Gorenfloem. Pro vodu vycházel stav:

$$F(p^*) = 2.55 p^{*0.27} + \left(9 + \frac{1}{1 - p^{*2}} \right) p^{*2}. \quad (2.7.12)$$

Tato rovnice byla stanovena na základě tepelného toku $q_0 = 20 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$.

Referenční tlak byl zvolen pro normalizovaný tlaku $p_0^* = 0.03$, a funkce tlaku se pak rovná 1. Korespondující α_0 a q_0 jsou hodnoty součinitele přestupu a tepla příslušící $p_0^* = 0.03$. Dále číselné výpočty ukázaly, že exponent n tepelného toku ve výše uvedených rovnicích není konstantní, ale klesá z rostoucím tlakem sytosti. Z ohledem na práci Gorenfloea, byl stanoven vztah pro vodu a kryogenické kapaliny:

$$n = 0.9 - 0.3 p^{*0.15}. \quad (2.7.13)$$

Z toho vyplývají hodnoty pro vodu za normálního tlaku $n = 0.77$, pro $p_0^* = 0.03$ je $n = 0.72$ a pro $p_1^* = 0.8$ je $n = 0.61$.

Vezmou-li se nyní změřené experimentální hodnoty $\alpha_0 = 3800 W * m^{-2} * K^{-1}$, $q_0 = 20000 W * m^{-2}$ a $p_0^* = 0.03$, je možné napsat vztah:

$$\frac{\alpha}{3800 \frac{W}{m^2 K}} = F(p^*) \left(\frac{q}{20000 \frac{W}{m^2}} \right)^{0.9 - 0.3 p^{*0.15}}, \quad (2.7.14)$$

kde $F(p^*)$ je dáno rovnicí (2.7.12). Tato rovnice platí v oboru plně vyvinutého bublinkového varu za normalizovaných sytých tlaků v oboru $p^* \in \langle 10^{-4}, 0.9 \rangle$ což zhruba odpovídá $p \in \langle 2.21, 19900 \rangle kPa$. Tím tato rovnice (2.7.14) zahrnuje větší oblast platnosti, než-li předchozí jednoduchá rovnice (2.7.03) a poskytuje velmi dobré výsledky v celém svém rozsahu.

2.8 Vliv drsnosti výhřevné plochy

Zdrsněním výhřevné plochy je jedním z nejstarších možností pro zvýšení tepelného přenosu při varu. Principem je zvýšení počtu aktivních zárodků a tím také přenášený tepelný tok na dané přehřáté stěně. V prvních experimentech ukázali Jakob a Fritz, že tepelný přestup za varu na výhřevné ploše, která byla předem opracovaná pískováním, byl významně vyšší než na ploše, jenž byla leštěna. Pokud by se ještě přidělaly jemné drážky svisle vedle sebe o hloubce 0.15mm a šířce 0.17mm s odstupem 0.3mm, dosáhlo by se dalšího zvýšení přestupu a to o více jak dvojnásobně než u zdrsněného povrchu, alespoň z počátku.

Výzkum konstrukčních materiálů a jejich struktur výhřevného povrchu vzhledem k přenosu tepla při varu je ještě dost nejasný. Obzvláště v průběhu času, mohou být výhřevné stěny zaneseny usazeninami popřípadě ovlivněny chemickými reakcemi s kapalinou, což v konečném důsledku mění vlastnosti s ohledem na tepelné součinitele. Na základě experimentů s povrchy, které byly strojově obrobena našel Stephan pro vodu a chladiva za atmosférického tlaku závislost hloubce drsnosti povrchu R_p (dle DIN 4762):

$$\alpha \approx R_p^{0.133}. \quad (2.8.01)$$

Drsnost povrchu je běžně měřena v μm . A je možno dále napsat rovnici:

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = F(p^*) \left(\frac{q}{q_0} \right)^n \left(\frac{R_p}{R_{p0}} \right)^m, \quad (2.8.02)$$

kde $m = 0.133$ pro tlaky blízké atmosférickému, $R_{p0} = 1 \mu m$ a $R_{p0} \in \langle 0.1, 10 \rangle \mu m$. Z tohoto zápisu je jasné, že je analogicky potřeba vynásobit součinitele přestupu tepla jako u rovnice (2.7.10) faktorem $\left(\frac{R_p}{R_{p0}} \right)^{0.133}$.

K podobným rovnicím také došli Danilowá a Belskij, kteří pracovali z chladiv R-12 a R-113, avšak jejich výpočty stanovily na maximální velikosti profilu (největší odstup mezi dvěma vrcholy) R_z a doporučily vynásobit součinitel tepelného přestupu faktorem:

$$\left(\frac{R_z}{R_{z0}} \right)^{0.2}, \text{ kdy základní maximální velikost drsnosti je } R_{z0} = 1 \mu m. \text{ Později}$$

Nishikawa a col., zjistili, že exponent drsnosti není konstantní a mění se s tlakem. S výzkumem na chladivech našli vztah vyjadřující exponent m následovně:

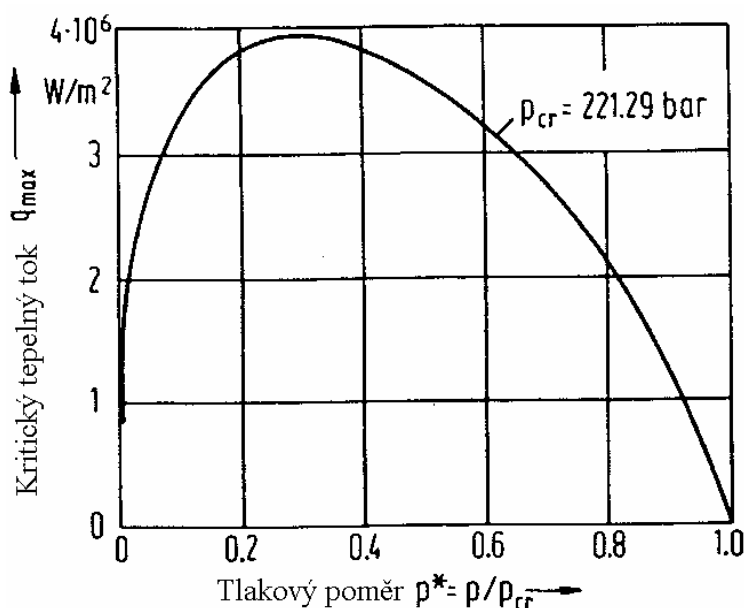
$$m = 0.2 \left(1 - \frac{p}{p_{cr}} \right), \quad (2.8.03)$$

platné pro oblast tlaků $\frac{p}{p_{cr}} \in \langle 0.076, 0.9 \rangle$ a pro rozmezí drsností

$$R_p = \langle 0.02, 4.31 \rangle \mu m.$$

2.9. Kritický tepelný tok za bublinkového varu

Bude-li se zvyšovat tlak a za konstantního přehřívání stěny, bude se tvořit více parních bublinek na stejné ploše a lze pozorovat větší přestup tepla. Tím, že se bude zvětšovat počet bublinek na jednotku plochy vytvoří se více či méně ucelená tenká parní vrstva - blána, jejímž vlivem dochází k snížení tepelného přenosu během cyklu existence blány. Adekvátně vrcholový tepelný tok q_{\max} roste s tlakem, dosáhne relativního maxima a poté nastává pokles. Pro ukázkou se lze podívat na graf obr.2.9.01, kde je vyobrazen vrchol tepelného toku v závislosti na tlaku pro vroucí vodu, odvozeného podle Kutateladzeho.



Obr.2.9.01

Obr.2.9.01 – Závislost kritického tepelného toku q_{\max} na tlakovém poměru p^* , při bublinkovém varu dle rovnice (2.9.04); Zdroj: Stephan [1]

Závislost vrcholu tepelného toku na tlaku může být zobrazen podobnými křivkami pro různé látky. A to tak, že vyobrazí závislost $\frac{q_{\max}}{q_{\max,0}}$, vzhledem k normalizovanému tlaku p^* . Tepelný tok $q_{\max,0}$ je vrcholem za referenčního tlaku p_0^* , který je stanoven již jako předtím $p_0^* = 0,33$. Několik pokusů bylo provedeno Nikolaevem a Skripovem viz. Obr.2.9.02 jenž lze proložit křivkou:

$$\frac{q_{\max}}{q_{\max,0}} = 3,51 p^{*0,35} (1 - p^*)^{0,9}, \quad (2.9.01)$$

a všechny data splňují podmínku tolerance $\pm 15\%$. Maximum tepelného toku leží okolo tlaku $p^* = 0.28$ a dosahuje zde hodnoty $\frac{q_{\max}}{q_{\max,0}} = 1.67$, při vyčíslení hodnot, empirických korelací lze vyčíslit také teplotní rozdíl Δt_{\max} mezi stěnou a teplotou sytosti na vrcholu tepelné toku:

$$\frac{\Delta t_{\max}}{\Delta t_{\max,0}} = 0.264 p^{*-0.38} \quad (2.9.02)$$

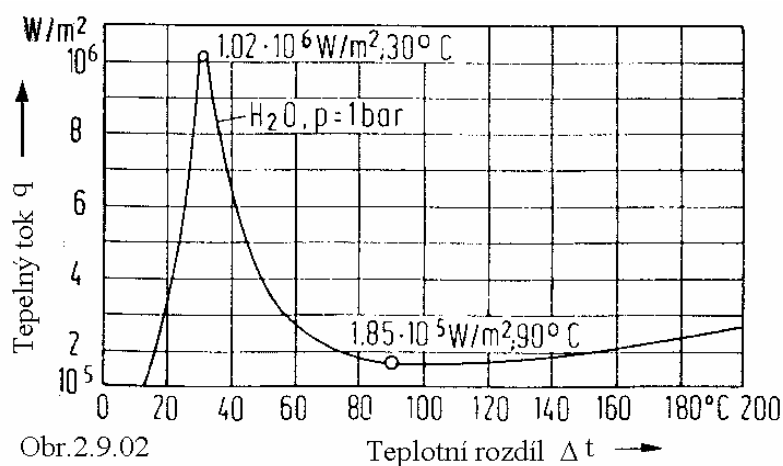
pro tlaky $p^* \in \langle 0.03; 0.3 \rangle$ a :

$$\frac{\Delta t_{\max}}{\Delta t_{\max,0}} = 0.59(1 - p^*), \quad (2.9.03)$$

pro tlaky $p^* \in \langle 0.3; 1 \rangle$.

Teplotní rozdíl $\Delta t_{\max,0}$ je vztažen k referenčnímu tlaku $p_0^* = 0.33$.

Pro vodu za tlaku 1 bar, kdy poměr p^* je 0.0045 dostáváme maximální teplotní rozdíl $\Delta t_{\max} = 30$ K, Pro ilustraci je průběh Δt_{\max} zobrazen v obr.2.9.02, pro var v klidné kapalině.



Obr.2.9.02 – Křivka závislosti tepelného toku na rozdílu teploty ploch a syté kapaliny.

Zdroj: Stephan [1]

Zajímavé je také zjištění, kterému se zasloužil Hesse, že při vytápění horkou tekutinou leží kritický tepelný tok o 30% výše než-li u prostřednictvím elektrického vytápění. Zřejmě toto vychází z faktu, že při elektrickém vytápění je přehřátí výhřevné stěny, jenž je potřebné pro tvorbu parních bublinek, dosaženo za nižšího tepelného toku.

Měření kritického tepelného toku, elektricky vyhřívaných trubek prokázala lepší platnost vztahu stanoveným Kutateladze a také Zuberem a to:

$$q_{\max} = K \Delta h_v \sqrt{\rho'}^4 \sqrt{\sigma(\rho' - \rho'')} g, \quad (2.9.04)$$

kde K je konstanta, která musí být určena experimentálně, běžně platí $K \in \langle 0.13; 0.16 \rangle$.

3, Teorie unášení kapiček a vlivu částic v nich obsažených

Tato kapitola přináší nahlédnutí na problematiku unášení kapiček vody proudící parou. Kapičky (jemný sprej) se mohou vysušením změnit v heterogenní částice, např. v mikrokrystaly solí apod.. Nejprve pojednáme unášení kapiček, zmíníme procesy po odtrhnutí kapičky z hladiny vařící kapaliny, a nakonec jejich se budeme zabývat vlivem heterogenních částic na tvorbu vodních kapiček nad horní mezní čarou sytosti.

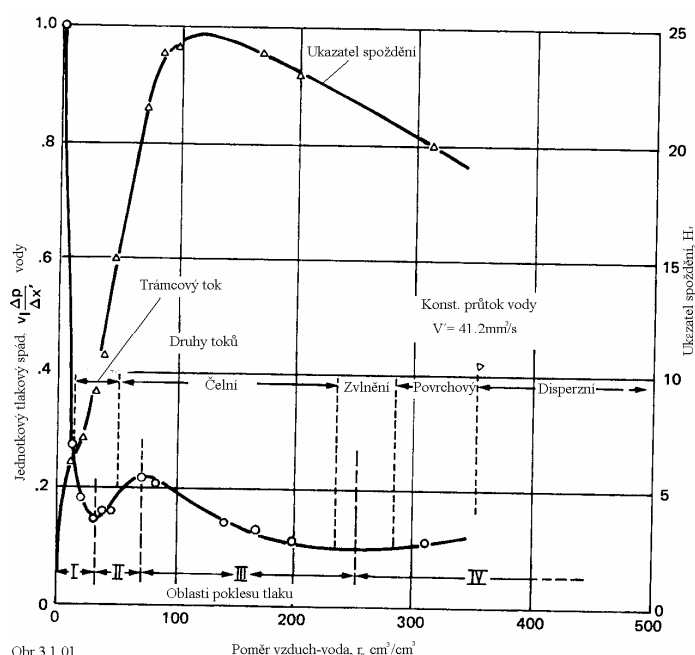
Tato kapitola je čerpána z velké části z knihy Transport processes in boiling and two-phase systéme; Yih-Yun Hsu, Robert W. Graham [2] a ze Sborníku konference České aerosolové společnosti [7].

3.1 Obecný úvod k unášení kapiček a způsoby stanovení druhu proudění při varu

Var probíhající v parních kotlích (vzhledem k zaměření důvodu práce) je poměrně složitý hydrodynamický a termodynamický proces, kde je zcela jasné, že k odpařování nedochází způsobem odpařování z klidné hladiny. Lze zde spíš předpokládat, že se zde vyskytuje velmi turbulentní var, jehož příčiněním dochází ke strhávání kapiček parou. Tyto kapičky však nezůstávají nadále v kapalném stavu, dochází tedy k jejich postupnému vypaření vlivem dalšího přehřívání. Vypařením je samozřejmě myšleno vypaření vody a dalších případných těkavých složek, které se nachází v kapičkách. To co na konec zůstane je aerosolová částice.

Porovnání gravitačních sil a aerodynamického odporu jenž působí na kapku za typických podmínek, které probíhají v energetických cyklech, lze předpokládat, že unášené kapky budou dosahovat průměru až jedné desetiny milimetru.

Dále je příhodné uvažovat jednotlivé struktury varu. Plynná a kapalná fáze mají různé prostorové uspořádání při společném dvoufázovém toku. Jedna fáze může být rozptýlená, zatím co druhá je v kontinuálním stavu, případně mohou obě být rozvrstvené. Změnou proudového pole toku se také mění režim přenosu momentu hybnosti, případně přenosu tepla. Dobře je tato skutečnost zachycena grafem na obr.3.1.01, kde jsou vyobrazeny křivky tlakového spádu jako funkce proudového pole. Autory grafu jsou Govier, Radford a Dunn.



Obr.3.1.01

Poměr vzduch-voda, r , cm^3/cm^3

Obr. 3.1.01 – Závislost druhu proudění s tlakovým spádem v dvoufázovém proudění (Govier, Radford, Dunn); Zdroj: Yih-Yun Hsu; Graham [2]

Proudové pole tvoří podstatný předmět výzkumu a bylo věnováno mnoho úsilí pro získání charakteristik různých proudových polí a hranic různých oblastí. Toky můžeme, podle těchto charakteristik, rozdělit do čtyř základních skupin (je o nich zmínka již v kapitole 2.3) a to:

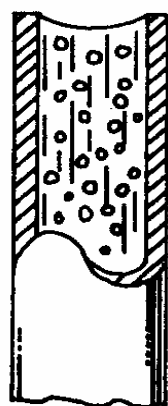
1, Bublínkový tok. Ve kterém se tvoří odděleně bublinky rozptýlené v uceleném kontinuu kapaliny.

2, Trámcový tok („slug flow“ nebo „plug flow“). Bubliny válcovitého tvaru („plug“) a velké celky kapaliny („slug“) střídavě mívají dané místo trubky.

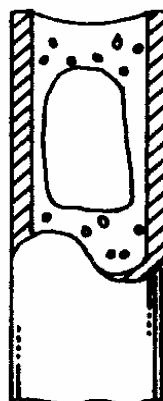
3, Prstencový tok. Zde kapalná fáze vytvoří film na stěnách a z pohledu průřezu se vytvoří jakýsi prstenec kapaliny. Jádro, které ohraničuje tento prstenec z vnitřku je tvořeno parou.

4, Disperzní tok. Ten je tvořen ucelenými kapalnými kapičkami, které jsou rozptýleny ve spojitě plynné fázi.

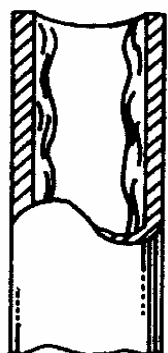
Režimy toku jsou zobrazeny na obr. 3.1.02.



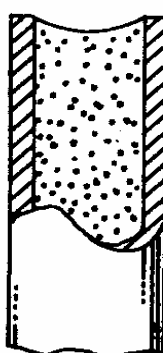
Bublínkový tok



Trámcový tok



Prstencový tok



Disperzní tok,
případně malé bublinky

Obr.3.1.02

Obr.3.1.02 Základní rozdělení druhů toků.

Zdroj: Yih-Yun Hsu; Graham [2]

Bublinkový a disperzní tok se topologicky navzájem doplňují. Naproti tomu jsou u dutinového toku obě fáze příčně odděleny a u prstencového toku jsou obě fáze podélně odděleny. V publikacích některých autorů, lze nalézt ještě podrobnější rozdělení, která jsou většinou kombinacemi základních druhů toků. Při uvážení gravitační síly, která má rozvrstvující vliv, pro vodorovná proudění ještě mohou nastat případy tzv. rozvrstvených toků, kde kapalina teče v dolní a pára v horní části trubky.

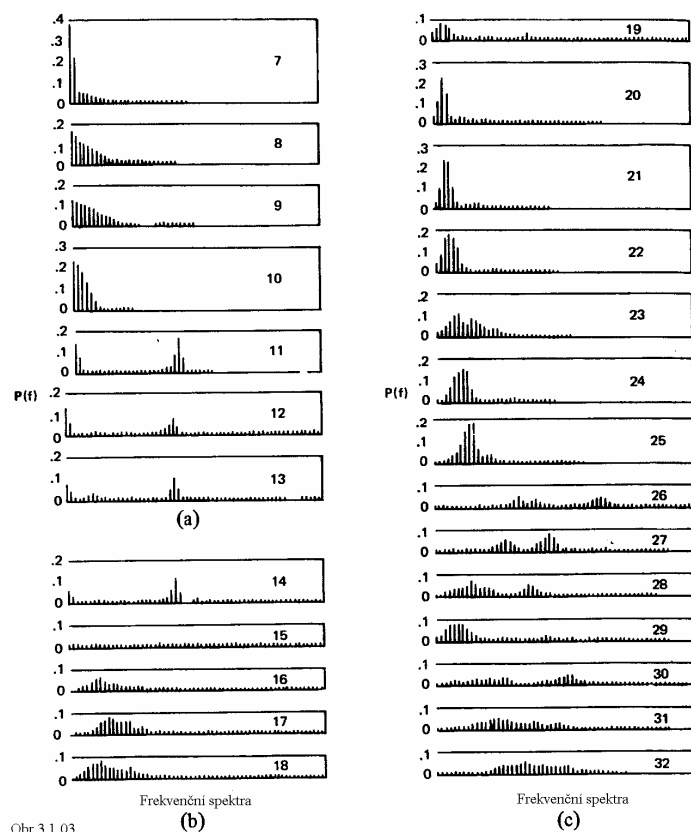
Uvedená klasifikace toků za varu je subjektivní a proto bylo Hubbardem a Duklerem zavedeno kvantitativní třídění různých oblastí toku. Tito autoři zjistili, že spektrální rozdělení tlakových fluktuací na stěně představuje vhodný parametr pro charakteristiku režimů toku. Existují tři základní skupiny, které lze odlišit pomocí množství hustoty spektra funkce rozložení:

- 1, Separované proudění. Energetický vrchol je soustředěný na nulové frekvenci a amplituda klesá rychle se vzrůstající frekvencí. Tato skupina odpovídá vrstvenému a prstencovému varu.

- 2, Disperzní proudění. Spektrum energie je více či méně rovnoměrně rozloženo na velkém rozsahu frekvencí. Tato skupina odpovídá bublinkovému, případně disperznímu toku.

- 3, Intermitentní proudění. Energetické vrcholy jsou ostré v oblasti nenulových frekvencí. Tato skupina odpovídá dutinovému toku.

Toto spektrální rozdělení je ukázáno na obr.3.1.03. Spektra 11-14 představují kombinace výše uvedených skupin. Přerušování je superponováno na převládající oddělené nebo disperzní (rozptýlené) toky, což je vyjádřeno několika vrcholy ve spektru.



Obr.3.1.03 – Ukázka spektrálního vyhodnocení: a, separátní proudění; b, disperzní proudění; c, intermitentní proudění (Hubbard a Dukle); Zdroj: Yih-Yun Hsu; Graham [2]

3.2, Důsledky unášení kapiček pro kondenzace v parní turbíně

V posledních stupních parních turbín dochází ke kondenzaci páry, avšak do dnešní doby není zcela jasný poměr, v jakém se na ní podílejí mechanizmy unární a binární homogenní nukleace a heterogenní nukleace.

Díky rozborům kondenzátu páry z nízkotlakých dílů parních turbín některých elektráren lze naznačit jisté horní limity počtů heterogenních jader tvořených solemi. Když byly tyto horní limity koncentrace porovnány s koncentrací kapek vody, jenž byly měřeny extinkčními sondami na stejných turbínách, bylo možno usuzovat na nezanedbatelný vliv příměsí v páře na kondenzační děj. Částečným potvrzením těchto úvah jsou výsledky, jenž byly získány za výzkumu na experimentálních i provozovaných parních turbínách, které prokázaly existenci kapalně fáze nad mezní křivkou. A v souvislosti s tímto jevem byl v tomto

„předčasném“ kondenzátu naměřen relativně vysoký obsah solí, což dále potvrzuji kvantitativně i později provedené práce. Avšak tyto experimenty a pozorování stejně nedávají odpověď na otázku charakteru kondenzace v parní turbíně.

Proto se budují zkušební zařízení pro kontinuální odběr páry. Následně dojde k převodu vzorků na atmosférický tlak pomocí smíchání s inertním plynem (nejpravděpodobněji relativně čistý dusík), aby nedošlo k zkapalnění před vlastním měřením složení. Měření by mělo být prováděno pomocí aerosolové měřicí techniky.

4, Stanovení pracovní oblasti a předběžné výpočty konstrukce

Zde jsou nejdříve stanoveny jednotlivé požadavky na zařízení. Poté se ostatní podkapitoly věnují řešení základních požadavků z hlediska potřebného výkonu celého zařízení apod.

Zařízení jako takové je možno rozdělit na dvě hlavní části. První část je označena jako výparníková část. Jejím účelem je generace vodní páry ze vstupující kapalně fáze o teplotě 12-20°C. Druhou částí je uchycení sondy odebírající vzorky aktuálního složení páry a vypouštění páry pomocí redukčního ventilu tlaku do atmosféry.

4.1, Základní návrhové parametry výparníku a volba celkového maximálního výkonu

Základní požadavky kladené na výparník a podmínky:

- 1, generace vodní páry o žádaných tlakových parametrech.
- 2, vstupní teplota vody se pohybuje okolo 12-20°C
- 3, vstupní tlaky se přibližně pohybují od 130kPa až po maximálně 28MPa
- 4, maximální zaručený průtok je 250 ml.min⁻¹

Z těchto hledisek je třeba provést rozbor kolik je třeba tepelné energie pro vypaření daného průtoku za daných podmínek. Potřebná tepelná energie pro dosažení plynného skupenství je dána rozdílem entalpií

$$\Delta h = h_p - h_0, \quad (4.1.01)$$

kde h_0 reprezentuje počáteční entalpii vody v kapalném skupenství a h_p entalpii páry na mezi sytosti. V následně uvedené tabulce tab.3.1.01 jsou uvedeny jednotlivé tlaky, pro ně příslušné teploty varu a pro ně příslušné hodnoty entalpií pro kapalnou fázi vody a parní fáze nalézající se v oblasti mezní křivky před vypařením a po vypaření v příslušných uvedených jednotkách. Rozdíly entalpií jsou vztaženy k prvnímu údaji, tedy pro 6.92°C a tlak vody 1kPa. Ve skutečnosti se budou teploty vstupní vody pohybovat v určitém rozmezí teplot, blízkém teplotě laboratoře. Vstupní tlaky se budou pohybovat až do 28 MPa. Zvýšená teplota a tlak vedou k vyšší entalpii vstupní vody, takže z hlediska výpočtu potřebného výkonu se pohybujeme na „bezpečné straně“.

Dále je také potřeba vzít v úvahu, že pára bude sebou strhávat kapičky vody. Vysušení a další přehřívání bude ale probíhat v další části trati. Výpočet entalpického spádu byl tedy proveden takto:

$$\Delta h = h_{ps} - h_0, \quad (4.1.02)$$

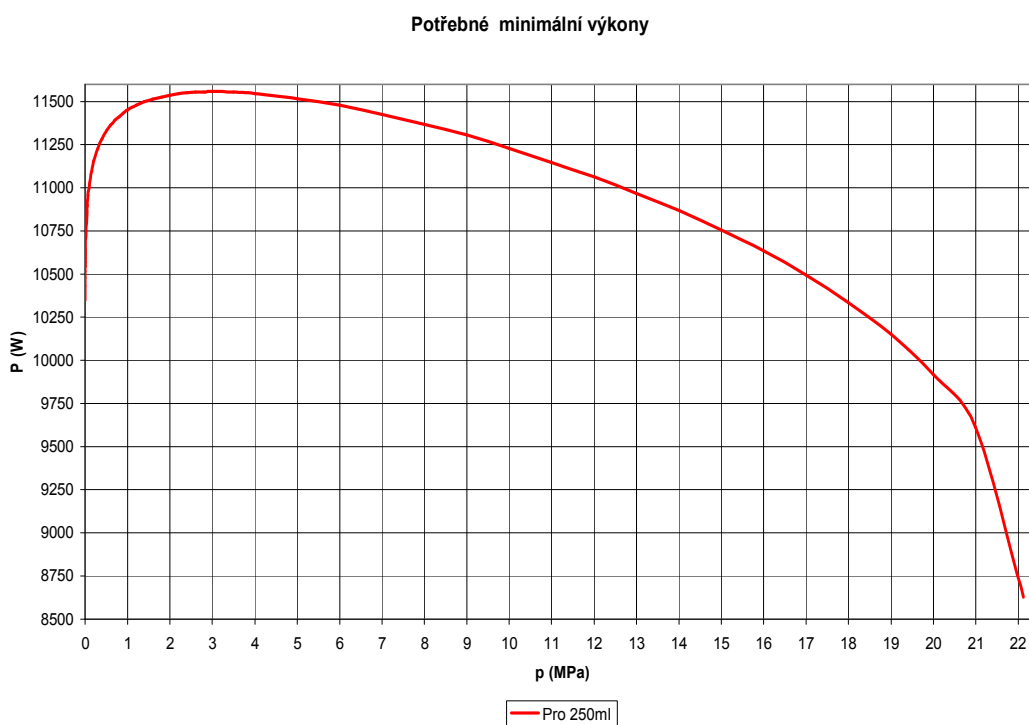
Entalpie syté páry narůstá od $h_p=2\,513$ kJ/kg za tlaku $p=1$ kPa za teploty $t_p=6.92$ °C až po maximum $h_p=2\,804$ kJ/kg za tlaku $p=3,2$ MPa a teploty $t_p=233,83$ °C následně klesá až na $h_p=2\,100$ kJ/kg za kritického tlaku $p_c=22.129$ MPa a kritické teplotě $t_c=374.15$ °C. Tento jev je zřejmý z grafu obr.4.1.01, ukazujícím nárůst potřeby tepelného výkonu v oblastech tlaků výše jmenovaných. Obdobný průběh se objevuje na grafu obr.4.1.02 v závislosti potřebného výkonu na teplotě. Tyto dva grafy znázorňují rozdíl energetických úrovní pro průtok páry 250g/s. Lze s toho tedy vyvodit, že není potřeba takového velkého tepelného výkonu v oblasti vysokých teplot a tlaků, což se projevuje pozitivně pro návrh konstrukce výparníku (z hlediska teplotních pnutí způsobený vysokým tepelným tokem).

Pro výpočet potřebného minimálního výkonu je již potřeba jen vynásobit vypočtený rozdíl entalpií hmotnostní průtokem v kilogramech za vteřinu m' :

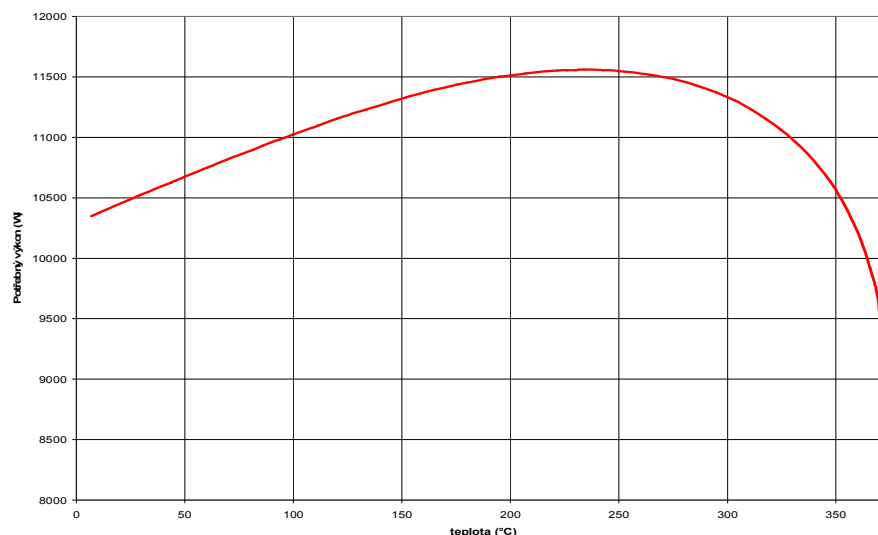
$$P = \Delta h m' . \quad (4.1.02)$$

Hmotnostní průtok předem vypočteme podle vztahu:

$$m' [kg / s] = \frac{1}{60 \times 10^6} \rho [kg / m^3] V [ml / min] \quad (4.1.04)$$

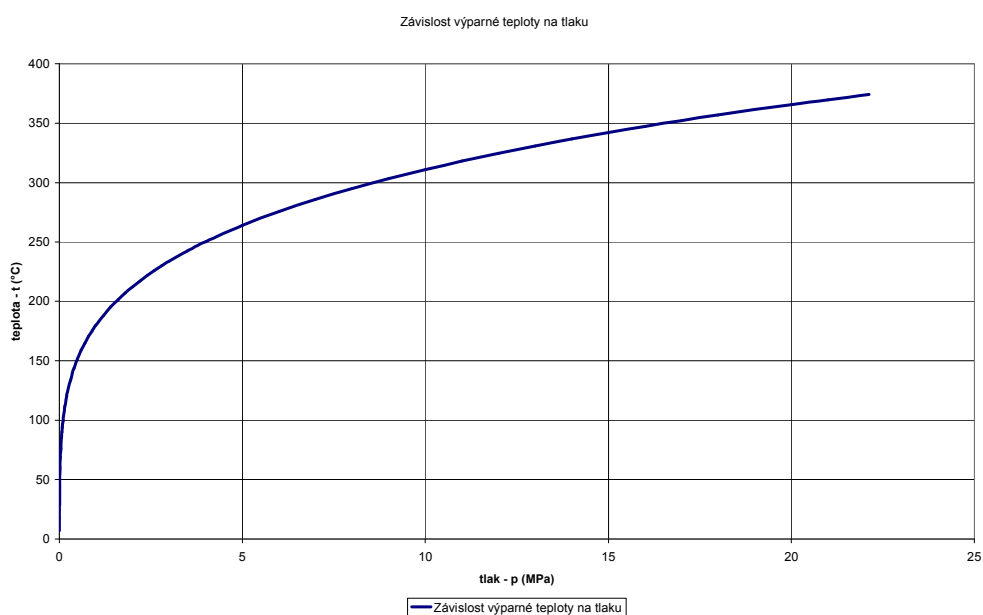


obr.4.1.01-Závislost potřebného minimálního výkonu, pro vypaření 250ml/min kapalné vody o běžné teplotě, na horní mezní hodnoty sytosti páry



Obr.4.1.02-Závislost potřebného minimálního výkonu pro vypaření 250ml/min, vztaženého k aktuálně teplotě vypařování, jenž je důsledkem aktuálního tlaku.

Je zde ještě uveden graf závislosti výparné teploty na tlaku obr.3.1.04, kde je vidět jev zmiňovaný v rešerši, kdy za vyšších tlaků je vyšší rozpustnost plynů v kapalině a v plynné fázi mají plyny menší objem při daném hmotě. Proto nemohou dorůst parní jádra do kritické velikosti, kde by jim byl umožněn další nárůst, čímž dochází k posuvu k vyšším teplotám.



obr.4.1.03-Závislost teploty varu na teplotě

Tlak	Odpovídající teplota na mezní křivce	Měrná Entalpie h (kJ/kg)		rozdíl entalpií Δh	Potřebný výkon
p (Mpa)	t(°C)	voda	syťá pára	(kJ/kg)	(W)
0,001	7	29	2513	2484	10349
0,002	18	74	2533	2504	10432
0,003	24	101	2545	2516	10482
0,004	29	121	2554	2525	10520
0,005	33	138	2561	2532	10549
0,006	36	152	2567	2538	10574
0,007	39	163	2572	2543	10595
0,008	42	174	2576	2547	10611
0,009	44	183	2580	2551	10628
0,01	46	192	2584	2555	10645
0,02	60	251	2609	2580	10749
0,03	69	289	2625	2596	10815
0,04	76	318	2636	2607	10861
0,05	81	341	2645	2616	10899
0,06	86	360	2653	2624	10932
0,07	90	377	2660	2631	10961
0,08	94	392	2665	2636	10982
0,09	97	405	2670	2641	11003
0,10	100	417	2675	2646	11024
0,15	111	467	2693	2664	11099
0,2	120	505	2707	2678	11157
0,3	134	561	2725	2696	11232
0,4	144	605	2738	2709	11286
0,5	152	640	2749	2720	11332
0,6	159	671	2757	2728	11365
0,7	165	697	2764	2735	11395
0,8	170	721	2769	2740	11415
0,9	175	743	2774	2745	11436
1,0	180	762	2778	2749	11453
1,2	188	798	2785	2756	11482
1,4	195	830	2790	2761	11503
1,6	201	858	2793	2764	11515
1,8	207	884	2796	2767	11528
2,0	212	909	2799	2770	11540
2,2	217	931	2801	2772	11549
2,4	222	952	2802	2773	11553
2,6	226	972	2803	2774	11557
2,8	230	990	2803	2774	11557
3,0	234	1008	2804	2775	11561
3,5	243	1050	2803	2774	11557
4,0	250	1088	2801	2772	11549
5,0	264	1154	2794	2765	11520
6,0	276	1214	2785	2756	11482
7,0	286	1267	2772	2743	11428
8,0	295	1317	2758	2729	11370

tlak	Odpovídající teplota na mezní křivce	Měrná Entalpie h (kJ/kg)		rozdíln entalpií Δh	Potřebný výkon
p (Mpa)	t(°C)	voda	syťá pára	(kJ/kg)	(W)
10,0	311	1408	2725	2696	11232
11,0	318	1450	2705	2676	11149
12,0	325	1491	2685	2656	11065
13,0	331	1532	2662	2633	10970
14,0	337	1571	2638	2609	10870
15,0	342	1610	2611	2582	10757
16,0	347	1650	2582	2553	10636
17,0	352	1690	2548	2519	10495
18,0	357	1732	2510	2481	10336
19,0	361	1776	2466	2437	10153
20,0	366	1827	2410	2381	9920
21,0	370	1888	2336	2307	9611
22,129	374	2100	2100	2071	8628

Tab4.1.01-Tabulka přehledu tlaků a jim odpovídající teploty varu, měrné entalpie syťé vody a páry, rozdíl entalpie vzhledem k první hodnotě a potřeba tepelného výkonu na 250g*s⁻¹ vody pro dosažení rozdílu měrné entalpie Δh .

Jak z grafu obr.4.1.01 tak z tabulky tab4.1.01 je vidět, že pro vypaření 250 as⁻¹ kapalně vody je teoreticky potřeba maximálně 11 561 W.

4.2 Kontrola maximálního zatížení výhřevné plochy

Jelikož je navržen maximální výkon, je potřeba stanovit vhodný vnitřní průměr výparníku s ohledem na parametry páry a maximální možné přestupy tepla a mimo jiné i pro jistě rychlosti páry.

Z konstrukčních a technologických hledisek vnitřní průměr výparníku 20 mm. Nejdříve je příhodné zjistit maximální tepelné toky, je tak provedeno s odvoláním na podkapitulu 3.9. Z literatury je znám maximální tepelný tok pro vodu, přibližně $q_{\max} = 3.9 \cdot 10^6 \text{ Wm}^{-2}$, ke kterému dochází přibližně při redukovaném tlaku $p^*=0.28$. Příslušný poměr maximálního a referenčního toku je $q_{\max} / q_{\max,0} = 1.67$. Lze stanovit $q_{\max,0} = 2.3 \cdot 10^6 \text{ Wm}^{-2}$, za referenčního tlaku $p^*=0.33$, který činí, dosadíme-li do rovnice (2.7.09) $p = 7.281 \text{ MPa}$. Pro ověření nyní spočteme plochu vnitřní stěny výparníku S_v , kde průměr je $D_v = 20 \text{ mm}$ a předpokládané délce výhřevné plochy $2l = 200 \text{ mm}$.

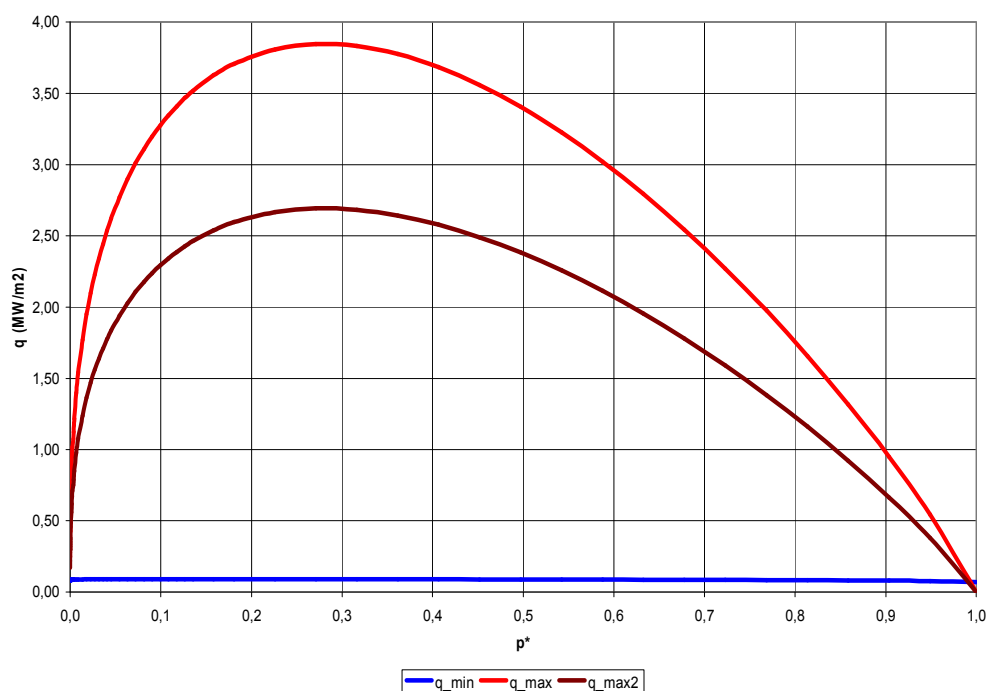
$$S_v = \pi d 2l, \quad (4.2.01)$$

kde $S_v = 1.26 \times 10^{-2} \text{ m}^2$.

Podělíme-li nyní výkon plochou dostaneme měrný plošný tepelný tok q :

$$q = \frac{P}{S_v} \quad (4.2.02)$$

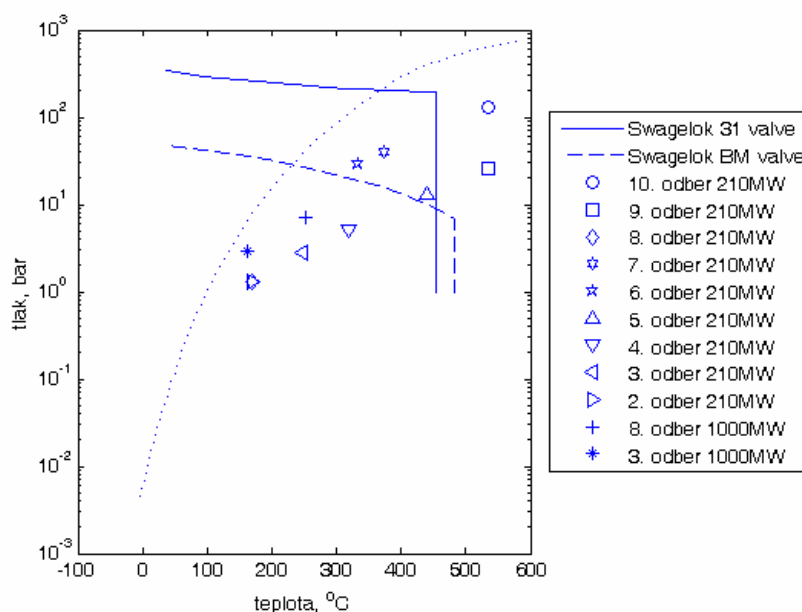
Nyní lze pro všechny hodnoty tabulky tab.3.1.01 provést výpočet měrného tepelného toku, Jehož hodnoty jsou zakresleny v následujícím grafu obr.4.2.01, zároveň s závislostí kritického toku q na poměru tlaku $p^* = \frac{p}{p_{cr}}$, který vychází z rovnice (2.7.14) a vymezuje tedy oblast použití výparníku. Nakonec je zde ještě zobrazena druhá křivka kritického toku, kde je brána v úvahu možnost snížení výkonu vlivem elektrického vytápění o 30% s odvoláním na kapitolu 2.8.



Obr.4.2.01-závislost měrného tepelného toku q [W m^{-2}] v závislosti na poměru tlaku p^* , q_{min} vyjadřuje minimální potřebný tok, q_{max} maximální možný tok a q_{max2} symbolizuje maximální možný tok za předpokladu snížení toku o 30%.

4.3 Teploty výhřevných stěn v měřících bodech

Pro prvních měření je zvoleno několik měřících bodů pro testování a kalibraci sondy. Tyto body odpovídají odběrům páry pro následné měření v reálných podmínkách v elektrárnách Prunéřov II a Temelín. V těchto elektrárnách již některé pokusy proběhla měření kondenzujících kapiček a chemické analýzy kondenzátu. Následující obrázek obr.4.3.01 tyto body ukazuje. Měření má probíhat za všech vyobrazených hodnot mimo odběrů 9. a 10.



Obr.4.3.01 – Zobrazení předběžných měřících bodů pro parní trať. Zobrazena je také mezní křivka vody (tečkovaně) a pracovní oblasti dvou ventilů, uvažovaných pro parní trať. Poskytnuto J. Hrubým.

S ohledem na tyto hodnoty bylo příhodné vypočítat tepelné přestupy pro vypočtení teplot výhřevných stěn výparníku. Výpočet byl proveden pomocí vztahů (2.7.09) a (2.7.12), které byly dosazeny do (2.7.14), kde byl vyjádřen součinitel přestupu α a pomocí zjištěný minimálních tepelných toků a příslušných tlaků bylo možno vztah vyřešit. Potom už jen stačí jen dosadit do:

$$\Delta t = \frac{q}{\alpha}, \quad (4.3.01)$$

tím dostaneme jednotlivé teplotní spady a nakonec vzhledem k teplotě syté páry t_s lze vypočítat teplotu výhřevné plochy t_w dle vztahu (2.1.01). Výsledky jsou uvedeny v tabulce tab.4.3.01

Body měření	Odběrové parametry		Výkonový typ elektrárenského bloku	Měrné tepelné toky [kWm ⁻²]	
	Tlak p [kPa]	teplota koncová [°C]		Požadované	Maximální
2	130	170	230MW	87,8	1331
3	280	247	230MW	89,0	1731
4	520	318	230MW	89,9	2128
5	1310	439	230MW	91,2	2844
6	2880	332	230MW	91,7	3490
7	4050	374	230MW	91,6	3716
8	130	170	230MW	87,8	1331
3	289	161,2	1000MW	89,0	1749
8	723	252,2	1000MW	90,2	2368
---	Teplotní součinitel α [Wm ⁻² K ⁻¹]	Teploty syté páry t_G [°C]	Rozdíl teplot Δt [°C]	Teplota výhřevné plochy [°C]	
2	7,5	107	11,8	118,8	
3	9,1	132	9,8	141,8	
4	10,7	152	8,5	160,5	
5	13,5	193	6,7	199,7	
6	17,5	231	5,2	236,2	
7	20,4	251	4,6	255,6	
8	7,5	107	11,8	118,8	
3	9,1	133	9,7	142,7	
8	11,5	166	7,8	173,8	

Tab.4.3.01-Výsledné hodnoty výhřevných ploch pro požadované pracovní body zařízení.

5, Konstrukční řešení

Tato kapitola se věnuje konstrukčnímu řešení jednotlivých částí parní trati. V první polovině se nachází výpočet výparníku a součástí, které s ním jsou v přímém styku (jinak také vše co je nakresleno v příloze: sestava výparníku PV-S01, mimo některých standardizovaných dílů). V druhá polovina je věnována pozornost jímce pro uchycení odběrové sondy a na ní navazujících částí (vše co je obsaženo v sestavě PS-S01, mimo některých standardizovaných dílů a součástí totožných na sestavě PV-S01). Ještě je potřeba dodat, že ve všech částech kde je počítáno s tlakem p a není zmíněna jeho konkrétní velikost obnáší jeho hodnota 28 MPa. Z konstrukčního hlediska a obsáhlosti různých možných výpočtu jsou uvedeny pouze stěžení pevnostní výpočty. Pevnosti součástek, které z logického pohledu „musí vydržet“ (vzhledem k výpočtu některých jiných částí, například mající téměř stejné popř. větší dimenze (vyjma namáhání součásti teplotním spádem), ale nesoucí menší zatížení apod.) zde nejsou uvedeny. I když nejsou v tabulkách uvedeny rozměry jednotek v základním tvaru, byly v takovémto užity ve výpočtech a výsledky eventuálně převedeny na uváděné rozměry jednotek.

5.1,Návrh výparníku

Výparník tvoří stěžejní část celé parní trati, proto se tato podkapitola věnuje výhradně výparníku. Předpokládá se také následné využití výparníku s upraveným popřípadě jiným koncem parní trati i pro další aplikace, což je hlavním důvodem pro odlišné návrhové hodnoty, než u jímky sondy.

Vzhledem k teoretickému minimálnímu výkonu který je potřebný pro vypaření veškeré přiváděné vody ve formě kapalné v celém pracovním rozsahu lze tuto hodnotu, zaokrouhlit na 12kW + část přehřívání páry + ztráty, byl tedy celkový maximální výkon zvolen okolo 17.5kW (nikoliv část předávaná pouze médiu).

Po několika neúspěšných pokusech návrhu výparníku, který z regulačních a měřicích důvodů má splňovat požadavek napájení elektrickou energií pro tvorbu tepla, jsem upustil od pokusů vytvořit jej pomocí topných obručí a pásu, jenž nedodávaly dostatečné výkony, popřípadě vlivem materiálu by nezajistily dostatečný přestup tepla. Proto byla zvolena k varianta s topnými tyčinkami, které budou umístěny v cylindrickém přípravku s průchozí dírou, kde bude docházet k žádanému varu. Z hlediska využívání tratě pro měření složení páry, bylo žádoucí použít nekorodující, tedy chemicky stálý materiál, což velmi dobře zajišťuje nerezová ocel. Bohužel poměrně velkou nevýhodou této oceli je její „špatná“ tepelná vodivost, která se pohybuje pouze okolo $12-20 \text{ W m}^{-2}\text{K}^{-1}$, dle konkrétního složení. Z předběžných výpočtů bylo jasné že při realistickém uspořádání tyčinek i s maximálním výkonem nedojde vůbec k varu, popřípadě dojde i k destrukci zařízení. Zavedl jsem tedy potřebu konstrukci upravit, bylo zde několik návrhů okol složené nádoby, konkrétně vypařovací část měla být zhotovena z nerezové trubky a na ni nalisovaný válec z mědi s otvory pro topné tyčinky, avšak ani tato možnost nebyla zcela vhodná a to z pevnostních i technologických vlastností. Nakonec se díky vedoucímu diplomové práce přišlo na speciální materiál používaný zejména pro tlakové svařování a to konkrétně Elmedur HA od firmy Thyssen Krupp. Tento materiál jehož materiálový list je součástí přílohy je díky převážnému podílu mědi velmi dobře tepelně vodivý a díky příměsím také pevnostně velice dobrý i za vyšších teplot. Tepelná vodivost tohoto materiálu závisí na teplotě. Vzhledem k rozsahu teplot uvažovaném v našem případě byla pro výpočty užita hodnota $\lambda_e = 300 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$.

Jelikož je položen požadavek na alespoň částečný odhad výšky kapaliny ve výparníku, byl výparník opatřen hrdlem, oddělujícím spodní a horní část výparníku. Základní myšlenkou odhadu výšky hladiny je, že spodní a horní část budou regulovány na stejnou teplotu a výška hladiny bude vypočtena z poměru hodnot elektrických výkonů, dodávaných horní a dolní části. Přitom většina vody by se měla vypařit ve spodní části. Jako zdroj byly zvoleny tyčinky HHP Ø10-100mm AS3 o nominálním výkonu $630\text{W} \pm 10\%$, s keramickou hlavou a maximální povolenou pracovní teplotou 750°C , od firmy Hotset. Celkem jich bylo zvoleno 28 kusů, čímž by měl být zajištěn teoretický výkon 17.64kW . Rozdělení bylo zvoleno na jedné roztečné kružnici o průměru 88 mm, na které se bude nalézat 16 děr na

obou stranách. V dolní části bylo umístěno 16 výhřevných tyčinek a v horní části 12, zbývající čtyři díry ve výparníku budou sloužit pro uchycení. Tím jsou základní předpoklady hotovy a lze přistoupit ke konkrétnímu řešení.

Je potřeba si uvědomit, že nelze zhotovit výrobky absolutně přesné, a proto jsou tyčinky a díry výparníku vyrobeny s určitými tolerancemi. Tím zde vzniká vzduchová vrstva a z tohoto důvodu se zvyšuje tepelný odpor, který je též potřeba zohlednit při výpočtu. Tyčinky jsou s tolerancemi (-0.02 mm;-0.06 mm) a díra je zhotovena s tolerancí H8. Lze tedy vypočíst teplotní pokles:

$$\Delta T_1 = -Q_t \frac{2\pi l \lambda_{vz}}{\ln\left(\frac{d_{\max}}{d_{\min}}\right)} \quad (5.1.01)$$

Poté dostaneme výsledný teplotní spád viz tabulka 5.1.01

Význam	Označení proměnné	Hodnota	Rozměr	Vzorec
Maximální průměr díry	d_{\max}	10,018	mm	---
Minimální průměr tyčinky	d_{\min}	9,94	mm	---
Délka tyčinky	l	100	mm	---
Součinitel teplotní vodivosti	λ_{vz}	0,066	Wm ⁻¹ K ⁻¹	---
Přenášený tepelný tok z jedné tyčinky	Q_t	630	W	---
Teplotní spád	ΔT	-119	K	(5.1.01)

Tab.5.1.01 – Parametry vstupů a výstupů ohledně vzduchové mezery

Z původních 1023K na tyčince bude na povrchu děr teplota přibližně 904K. Z hlediska materiálových listů a v něm uvedených teplot je lepší jít o něco s teplotou dolů a mít tedy na vnitřku děr pro tyčinky zhruba $T_d=673K$. Je zde ještě nutno dodat, že se zde uvažuje pouhý prostup pouze z důvodů velmi malé mezery mezi stěnami, kdy lze předpokládat, že zde nebude docházet k téměř žádnému pohybu plynného prostředí vzduchu.

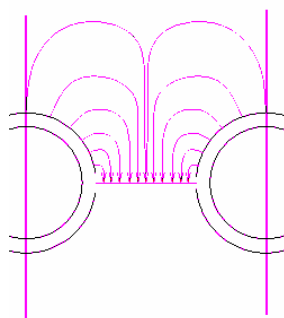
Část tepla z tyčinek bude odvedena do vnější části tělesa výparníku, odkud se bude „vracet“ mezerami mezi tyčinkami směrem k jádru. Pro odhad tepelného odporu v tomto úzkém místě je zde zaveden jakýsi „teoretický kvádr“. Jeho šířka odpovídá šířkou mezi tyčinkami:

$$b_t = \frac{2\pi}{j} \frac{D_R}{2}. \quad (5.1.02)$$

Kde D_R je průměr roztečné kružnice, a j je počet tyčinek v dolní sekci. Délka kváдру byla zvolena odhadem. Teď máme možnost vypočítat tepelný odpor kváдру:

$$R_K = \frac{l_K}{b_t D_R \lambda_e} \quad (5.1.03)$$

Teplo jenž prochází kvádrem se vzhledem ke geometrii rovná přibližně 1/2 tepla produkovaného tyčinkou viz obr.4.1.01



Obr.4.1.01-Jednoduché znázornění teoretického kváдру a náznak pohybu tepla ze zadní strany.

Teplotní spád na kvádru tedy bude:

$$\Delta T_2 = \frac{-Q_t}{2} R_K. \quad (5.1.04)$$

Dále se zde počítá s oblastí nazvanou „teoretický válec“, má to být oblast, kde se teplo ještě šíří logaritmicky vzhledem k ose výhřevných tyčinek, než bude následně pokračovat logaritmickým spádem, vzhledem na hlavní osu hlavního válce, tedy výparníku. Přibližný náčrt je zobrazen Obr.4.1.02. Nejdříve je třeba pro další výpočet znát úhel mezi dírami, ten je $\alpha = 22.5^\circ$, v dalších výpočtech se však musí dosadit v radiánech. Hodnota poloměru teoretického válce r_{teor} je zavedena následovně:

$$a = \frac{D}{2} \sin \frac{\alpha}{2} \quad (5.1.04)$$

$$a = 8.58 \text{ mm} ,$$

pak

$$r_{teor} = \sqrt{\frac{1}{9} \left(a^2 - \frac{a^2}{4} \right) + \frac{a^2}{4}} . \quad (5.1.05)$$

Následovně lze za znalosti minimálního poloměru díry r_{dmin} vypočítat jeho tepelný odpor:

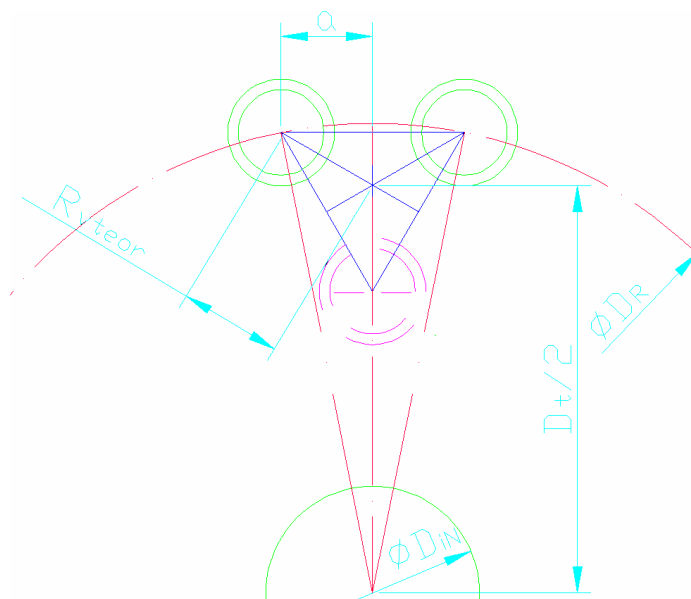
$$R_{vteor} = \frac{\ln \left(\frac{r_{teor}}{r_{dmin}} \right)}{2\pi l \lambda_e} . \quad (5.1.06)$$

Tím pádem je zde teplotní spád:

$$\Delta T_3 = -Q_t R_{vteor} . \quad (5.1.07)$$

Pro další postup tepla se již zohledňuje střed totožný se středem výparníku také jeho vnitřní průměr D_{in} , zároveň se vychází z jakéhosi výpočtového průměru D_t který je stanoven:

$$D_t = D_R - \sqrt{r_{vteor}^2 - a^2} \quad (5.1.08)$$



Obr.4.1.02-Zobrazení poloměru teoretického válce a výpočtového poloměru.

Tepelný odpor je pak:

$$R_v = \frac{\ln\left(\frac{D_t}{D_v}\right)}{2\pi\lambda_e}. \quad (5.1.09)$$

Lze tedy vypočíst teplotní spád, musí se zde ale uvážit že zde je již přítomen celý tepelný tok Q_c z dolní poloviny výparníku, který však v reálu bude vždy o něco nižší, z důvodů ztrát na vnějším okraji apod.:

$$\Delta T_4 = -Q_c R_v. \quad (5.1.10)$$

Nyní lze spočítat celkový teplotní spád od stěny ΔT_c , ve které je uložena výhřevná tyčinka:

$$\Delta T_c = \sum_{i=2}^4 \Delta T_i. \quad (5.1.11)$$

Tím dostáváme, za výše uvedeného předpokladu koncovou teplotu T na vnitřní straně:

$$T = T_d - \Delta T_c . \quad (5.1.12)$$

Z důvodu výpočtu vznikajícího nezanedbatelného teplotního napětí je potřeba zjistit teplotu na vnějšku výparníku. Jelikož však není zcela jisté jaké ztráty budou na vnější straně a z bezpečnostních důvodů je zavedena úvaha, která říká, že pro výpočet napjatosti se bude uvažovat dalšího nárůstu teploty od teoretického průměru směrem ven, jako by byl výparník vyhříván z vnější plochy, což sice není výhodné z velikosti napětí, které tím vznikne, ale vytvoří se tím jakási rezerva pro bezpečnostní výpočet, jelikož v realitě bude vnější stěna o něco chladnější a tím bude působit spíše pozitivně proti vnitřnímu tlaku v nádobě, stejně tak působí i teoreticky ve své podstatě tepelný tok.

Výpočet teoretické teploty směrem na vnější plochu, jenž je dána průměrem D_o . Lze tedy spočítat tepelný odpor R_o :

$$R_o = \frac{\ln\left(\frac{D_t}{D_o}\right)}{2\pi\lambda_e} . \quad (5.1.13)$$

A z toho lze spočítat vzrůst teploty:

$$\Delta T_o = -Q_c R_o . \quad (5.1.14)$$

Je možno tedy pro později následující vztahy pro napětí vlivem gradientu teploty vyjádřit celkový teplotní výpočtový rozdíl ΔT_{cv} :

$$\Delta T_{cv} = \Delta T_o + |\Delta T_c| . \quad (5.1.15)$$

Následující vztahy jsou převzaty s publikace Formulas for Stress and Strain []. Je zde nutno stanovit některé konstanty materiálu a jelikož se zde užívá poloměrů pro výpočet bylo vhodné je vyjádřit jako:

$$b = \frac{D_v}{2}. \quad (5.1.16)$$

$$c = \frac{D_o}{2}. \quad (5.1.17)$$

Dále je potřeba zjistit Youngův modul pružnosti v tahu E , součinitel délkové roztažnosti γ a Poissonovo číslo ν Elmeduru HA.

Nyní, když jsou všechny výpočetní vstupy pohromadě lze použít výše zmiňované rovnice pro výpočet tečného napětí na vnější σ_{tt_out} a vnitřní σ_{tt_in} straně, který vzniká vlivem teplotního gradientu. Je možná vhodné připomenout, že výpočet je poměrně zjednodušený a není zde počítáno s dírami pro tyčinky a vznikajících napětích na „mostech“ mezi tyčinkami.

$$\sigma_{tt_out} = \frac{\Delta T_{cv} \gamma E}{2(1-\nu) \ln\left(\frac{c}{b}\right)} \left[1 - \frac{2b^2}{c^2 - b^2} \ln\left(\frac{c}{b}\right) \right]. \quad (5.1.18)$$

$$\sigma_{tt_in} = \frac{\Delta T_{cv} \gamma E}{2(1-\nu) \ln\left(\frac{c}{b}\right)} \left[1 - \frac{2c^2}{c^2 - b^2} \ln\left(\frac{c}{b}\right) \right]. \quad (5.1.19)$$

Dále je třeba vzít v úvahu také napětí od tlaku vyvozeným vnitřním prostředím, jelikož lze tvrdit, že jde o jakou-si tlakovou nádobu. Maximální tlak, který je možné vytvořit přívodním čerpadlem je $p = 28\text{MPa}$. Jelikož je rychlost proudění relativně malá, lze zanedbat dynamický tlak, který vznikne při vtékání do výparníku, z velmi slabé trubičky. Ze zadaného tlaku tedy vyplývá že radiální napětí na vnitřní straně $\sigma_{r_in} = -p$ a radiální napětí na vnější stěně musí být tím pádem $\sigma_{r_out} = 0$. Potom lze vypočítat konstanty pro další výpočet:

$$B = \frac{-p}{\frac{1}{\left(\frac{D_o}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{D_v}{2}\right)^2}} \quad (5.1.20)$$

$$A = \frac{B}{\frac{1}{\left(\frac{D_o}{2}\right)^2}}. \quad (5.1.21)$$

Poté lze vypočítat zatím neznámá tečná napětí na vnějším σ_{t_out} a vnitřním σ_{t_out} poloměru.

$$\sigma_{t_in} = A + B \frac{1}{\left(\frac{D_v}{2}\right)^2} \quad (5.1.22)$$

$$\sigma_{t_out} = A + B \frac{4}{\frac{D_o}{2}}. \quad (5.1.23)$$

Vzhledem k povaze tečného napětí na vnitřním okraji, které je hodnotně ekvivalentní, lze provést součet napětí vlivem tlaku a teplotního gradientu.

$$\sigma_{tc_in} = \sigma_{tt_in} + \sigma_{t_in}. \quad (5.1.24)$$

Dále zde působí, ještě axiální složka napětí σ_a :

$$\sigma_a = \frac{p \left(\frac{D_v}{2} \right)^2}{\left(\frac{D_o}{2} \right)^2 - \left(\frac{D_v}{2} \right)^2} . \quad (5.1.25)$$

Jelikož je napěťové maximum na vnitřní straně výparníku, následuje výpočet celkového napětí metodou H-M-H, která je vhodnou volbou vzhledem k materiálovým vlastnostem. Dle H-M-H je tedy celkové napětí:

$$\sigma_c = \sqrt{\sigma_{tc_in}^2 + \sigma_{r_in}^2 + \sigma_a^2 - \sigma_{tc_in}\sigma_{r_in} - \sigma_{tc_in}\sigma_a - \sigma_a\sigma_{r_in}} \quad (5.1.26)$$

Na zdárný konec je potřeba určit bezpečnost součástky, a jelikož pro vyšší hodnoty je k dispozici pouze graf s hodnotami tvrdosti za vyšších teplot, usuzuje se na pevnost materiálu z tvrdosti podle dříve ověřených vztahů (tvrdost je dána podle Brinella):

$$R_{m673} = R_{m273} \frac{HB_{673}}{HB_{273}} . \quad (5.1.27)$$

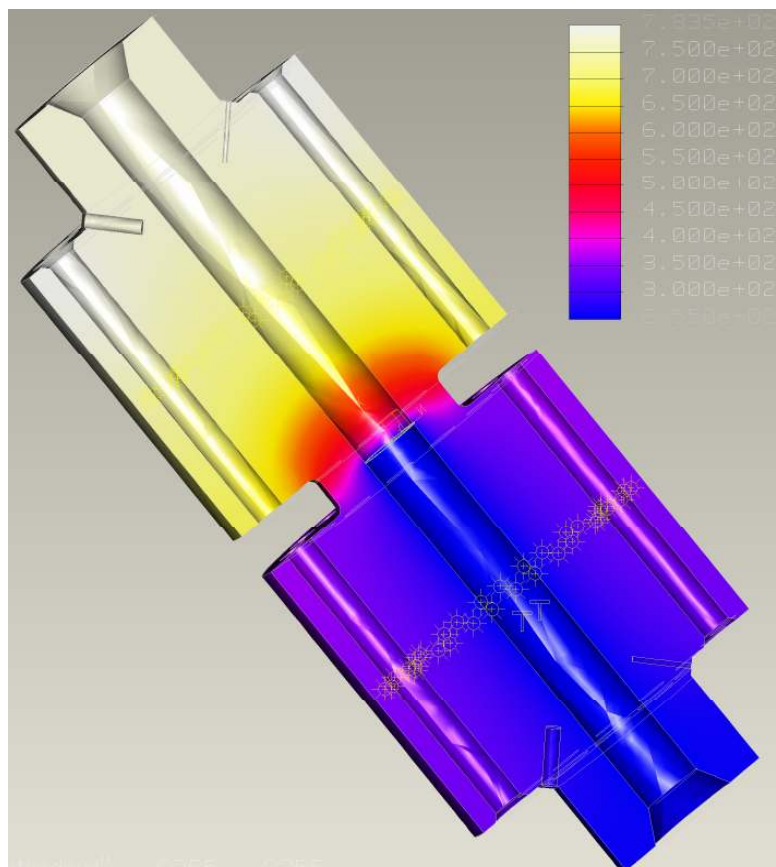
Potom je bezpečnost pro materiál:

$$k = \frac{R_{m673}}{\sigma_c} . \quad (5.1.28)$$

Jednotlivé výsledky jsou zobrazeny v následující tabulce tab.5.1.02.

Význam	Označení proměnné	Hodnota	Rozměr	Vzorec
Šířka mezi tyčinkami	b	17,2	mm	---
Součinitel tepelné vodivosti	λ_e	300	$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$	---
Tepelný odpor teor. kvádrů	R_K	0,066	KW^{-1}	(5.1.03)
Teplotní spád	ΔT_2	-21	K	(5.1.04)
Teoretický poloměr, vzhledem k tyčince	r_{teor}	9,95	mm	(5.1.05)
Tepelný odpor teoretického válce vzhledem k tyčince	$R_{V_{\text{teor}}}$	$3,69 \times 10^{-3}$	KW^{-1}	(5.1.06)
Teplotní spád na teoretickém poloměru	ΔT_3	-2	K	(5.1.07)
Teoretický průměr vzhledem k středu výparníku	D_t	77,9	mm	(5.1.08)
Tepelný odpor teoretického válce vzhledem k středu	R_v	$3,61 \times 10^{-3}$	KW^{-1}	(5.1.09)
Celkový tepelný tok dolní polovinou	Q_c	10080	W	---
Teplotní spád	ΔT_4	-72	K	(5.1.10)
Celkový teplotní spád	ΔT_C	-96	K	(5.1.11)
Vnější průměr	D_o	112	mm	---
Tepelný odpor vnějším směrem	R_o	$9,62 \times 10^{-4}$	KW^{-1}	(5.1.12)
Teoretický teplotní spád na vnějšek	ΔT_o	25,1	K	(5.1.13)
Celkový teoretický tepelný spád	ΔT_{cv}	115	K	(5.1.14)
Materiálový modul pružnosti v tahu	E	$1,18 \times 10^5$	MPa	---
Součinitel tepelné roztažnosti	γ	$1,7 \times 10^{-7}$	K^{-1}	---
Poissonovo číslo	ν	0,31	---	---
Tečné napětí na vnější straně vlivem teplotního spádu	σ_{tt_out}	-86	MPa	(5.1.18)
Tečné napětí na vnitřní straně vlivem teplotního spádu	σ_{tt_in}	249	MPa	(5.1.19)
Radiální napětí na vnitřní stěně vlivem tlaku	σ_{r_in}	28	MPa	---
Radiální napětí na vnitřní stěně vlivem tlaku	σ_{r_out}	0	MPa	---
Tečné napětí na vnitřní straně vlivem tlaku	σ_{t_in}	30	MPa	(5.1.22)
Tečné napětí na vnější straně vlivem tlaku	σ_{t_out}	3	MPa	(5.1.23)
Celkové tečné napětí	σ_{tc_in}	279	MPa	(5.1.24)
Tvrdost mat. při teplotě 273 K	HB_{273}	250	HB	---
Zaručená mez pevnosti při 273 K	R_{m273}	650	MPa	---
Tvrdost mat. při teplotě 673 K	HB_{673}	250	HB	---
Vypočtená zaručená mez pevnosti při 273 K	R_{m673}	650	MPa	(5.1.27)
Bezpečnost	k	1,5	---	(5.1.28)

Tab.5.1.02 – Souhrnná tabulka hodnot pro výpočet bezpečnosti výparníku.



Obr. 5.1.03 Zobrazení teplotních úrovní na geometrii výparníku (úvaha plného výkonu obou polovin výparníku s předpokladem veškerého čerpání tepla v dolní polovině, kde jsou stěny ochlazené na 255°C, dle nejvyšší hodnoty z tabulky tab.4.3.01)

Dále je vhodné zkontrolovat místo zúžení, které by mělo být namáhané vlivem rozdílu teplot. Tento teplotní gradient je vyvozen, tím, že v dolní části by měl probíhat silnější ohřev, než-li v horní části. Ve spodní části, by měl probíhat, tzv. turbulentní var, část kapiček by měla být unesena proudem páry, která se bude zřejmě vyskytovat již v horní části, tím tam budou nižší přestupy tepla. Dle numerických výpočtů z programu Promechanica viz. obr. 5.1.03 vyplývá, že teplotní spád by na zúžení neměl přestoupit 300K. Výpočet byl proveden za předpokladu plného nekontrolovaného výkonu všech tyčinek, tedy 16 v dolní části a 12 v horní části (v horní části nejsou čtyři díry obsazeny) a teplotě na dolní části vnitřní stěny výparníku 300°C. Tento předpoklad by však nikdy neměl nastat, protože bude docházet k měření teploty ve spodním a

horním okraji výparníku, pomocí termočlánků. Z těchto získaných hodnot, má nakonec docházet k regulaci výkonu topných tyčinek. Provede-li se výpočet pro tento extrémní případ, je třeba uvážit správný vztah pro teplotní namáhání, které je zde zejména podélné. Lze tedy psát:

$$\sigma_{at} = -\frac{\Delta T_k \gamma E}{2(1-\nu)}. \quad (5.1.29)$$

Dále postupujeme analogicky jako v předchozím případě, pouze s menším velkým průměrem. Vstupní a výstupní hodnoty jsou uvedeny v tabulce tab.5.1.02.

Jelikož, je vnitřní napětí v těchto případech vždy vyšší stačí napsat pouze:

Dále je vypočteno axiální napětí:

$$\sigma_a = \frac{p^* \left(\frac{D_v}{2}\right)^2}{\left(\frac{D_{o2}}{2}\right)^2 - \left(\frac{D_v}{2}\right)^2} \quad (5.1.30)$$

Znovu z důvodu ekvivalentních druhů napětí lze provést:

$$\sigma_{ac} = \sigma_{at} + \sigma_a \quad (5.1.31)$$

Souhrnné výsledky jsou uvedeny s příslušnými odkazy v tabulce tab.5.1.03.

Význam	Označení proměnné	Hodnota	Rozměr	Vzorec
Vnější průměr	D_o	55	mm	---
Vnitřní průměr	D_v	20	mm	---
Součinitel tepelné vodivosti	λ_e	300	$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$	---
Přibližný teplotní spád na krčku v podélném směru	ΔT	300	K	Viz.obr. 5.1.03
Axiální napětí vlivem teplotního gradientu	σ_{at}	-436	MPa	(5.1.29)
Axiální napětí vlivem tlaku	σ_a	4	MPa	(5.1.30)
Celkové axiální napětí	σ_{ac}	432	MPa	(5.1.31)
Radiální napětí na vnitřní stěně vlivem tlaku	σ_r	28	MPa	---
Tečné napětí na vnitřní stěně vlivem tlaku	σ_{t_in}	37	MPa	(5.1.33)
Celkové napětí	σ_c	440	MPa	(5.1.26)
Minimální zaručená mez pevnosti v tahu	R_m	442	MPa	---
Bezpečnost pro teplotní spád 300°C	k	1,0	---	(5.1.28)
Bezpečnost pro teplotní spád 200°C	k	1,5	---	(5.1.28)
Bezpečnost pro teplotní spád 100°C	k	2,84	---	(5.1.28)

Tab.5.3.03 – Vstupní a výstupní parametry kontroly krčku výparníku

Pro výpočet bezpečnosti se poté znovu použije vztah (5.1.28) a získáme velmi nízkou bezpečnost $k=1.005$. Pro teplotní rozdíl 200K bychom dostali $k=1.49$ a při pravděpodobně reálném 100K rozdílu už $k=2.84$. Dále bylo provedeno několik výpočtů v Promechanice z pevnostního hlediska. Bohužel však není možné v tomto programu zahrnout do výpočtů vliv namáhání vzniklé teplotní roztažnosti vlivem gradientu teploty. Potíž spočívá v striktním rozdělení programu na dvě části a to „Structural analysis“ (mechanická část, deformační analýzy vzhledem k působícím silám, momentům a plošným zatížením) a „Thermal analysis“ (čistě teplotní analýza s konkrétně definovanými podmínkami pevných součástí).

Kontrola spodního a vrchního krčku se závitem prováděna nebude s ohledem na nyní provedenou kontrolu, která vzhledem k pevnosti, bez přestupu tepla vykazuje dostatečnou pevnost.

5.2 Kontroly součástí spojených s výparníkem

Další výpočet se bude věnovat kontrole spojovací trubky, která má za úkol propojení výparníku a těla jímky odběrové sondy. Na propojovací trubce je umístěn výhřevný pás, který má zajistit dodatečné přehřátí a vysušení páry, případně pouze zabránit kondenzaci v trubce, dle aktuálního požadavku. Speciální tlustostěnná trubka je vyrobena z austenitické oceli SANMAC 316L, tato ocel odpovídá nejlépe označení 17 350/17349 dle ČSN. Minimální zaručená pevnost v tahu R_{m873} při je uvažována při teplotě 600°C, stejně tak smluvní mez kluzu $R_{e0.2-873}$. Součinitel teplotní vodivosti pro výpočet je $\lambda_{oc} = 18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, tato hodnota odpovídá 300°C, jelikož se vysoké výkony dají předpokládat přibližně za těchto teplot. Výhřevný pás byl zvolen s celkovým výkonem 1256 W. Vzhledem k způsobu tepelně tlakového namáhání, bylo použito stejných vztahu jako v kontrole výparníku. Odkazy na rovnice, vstupní a výstupní hodnoty jsou zobrazeny v tabulce tab.5.1.2.

Význam	Označení proměnné	Hodnota	Rozměr	Vzorec
Vnější průměr	D_v	32	mm	---
Vnitřní průměr	D_o	20	mm	---
Součinitel tepelné vodivosti	λ_{316L}	18	$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$	---
Délka omotané části trubky	l	1800	mm	---
Tepelný odpor trubky	R	$5,87 \cdot 10^{-03}$	KW^{-1}	(5.1.09)
Tepelný výkon přenášený trubkou	Q	1256	W	---
Teplotní spád na trubce	ΔT	-6,3	K	(5.1.10)
Materiálový modul pružnosti v tahu	E	$1,86 \cdot 10^5$	MPa	---
Součinitel tepelné roztažnosti	γ	$1,85 \cdot 10^{-05}$	K^{-1}	---
Poissonovo číslo	ν	0,29	---	---
Tečné napětí na vnitřní straně vlivem teplotního spádu	σ_{tt_in}	18	MPa	(5.1.19)
Tečné napětí na vnitřní straně vlivem tlaku	σ_{t_in}	64	MPa	(5.1.20) - (5.1.22)
Celkové tečné napětí na vnitřní stěně	σ_{tc_in}	82	MPa	(5.1.24)
Radiální napětí na vnitřní stěně vlivem tlaku	σ_r	28	MPa	---
Axiální napětí vlivem tlaku	σ_a	18	MPa	(5.1.25)
Celkové napětí, dle H-M-H	σ_c	95	MPa	(5.1.26)
Zaručená minimální mez pevnosti v tahu pro 600°C	R_{m873}	360	MPa	---
Smluvní mez kluzu pro 600°C	R_{e873}	110	MPa	---
Bezpečnost pro 600°C	k	3,77	---	(5.1.28)

Tab.5.2.01 – Tabulka hodnot mechanické kontroly spojovací trubky

Vypočtené hodnoty z tabulky nám ukazují, že řešení je vyhovující.

Vstupní část z hlediska pevnostních výpočtu není třeba provádět, neboť je zřejmé z výkresu sestavy PV-S01, že je stavěna masivněji, případně podobně jako výše uvedená propojovací trubka. Je zde vypočtena pouze pevnost svaru, kterým je připevněna natrvalo vstupní trubička z čerpadla.

Nejdříve je třeba stanovit axiální sílu, která jediná působí nejpodstatněji „proti“ svaru. Vypočteme ji následovně:

$$F_a = \frac{p\pi D_v^2}{4} . \quad (5.2.01)$$

Dále potřebujeme spočítat délku svaru:

$$l_s = \pi D_o . \quad (5.2.02)$$

Poté je třeba zjistit smykové napětí, které působí na svar:

$$\tau = \frac{S}{al_s} . \quad (5.2.03)$$

Nakonec lze stanovit bezpečnost:

$$k = 0.65 \frac{R_m}{\tau} . \quad (5.2.04)$$

Jelikož vstupem proudí soustavně studená voda tak je pro bezpečnost použita pevnost při 50°C, nejnižší udávaná v materiálovém listu. Konkrétní vstupní a výstupní hodnoty s označením jsou uvedeny v tabulce tab.5.2.02.

Význam	Označení proměnné	Hodnota	Rozměr	Vzorec
Vnější průměr trubičky	D_o	3,17	mm	---
Vnitřní průměr trubičky	D_v	1,77	mm	---
Hlavní rozměr svaru	a	2	mm	---
Délka svaru	l	9,96	mm	(5.2.02)
Smykové napětí působící na svar	τ	3,5	MPa	(5.2.03)
Smluvní mez kluzu pro 50°C	R_{e02}	210	MPa	---
Zaručená minimální mez pevnosti v tahu pro 50°C	R_m	480	MPa	---
Bezpečnost pro 50°C	k	90	---	(5.2.04)

Tab.5.2.02 – Tabulka výpočtu svaru.

5.3 Kontrola závitových spojů

Následně je potřeba provést kontrolu a volbu utahovacích momentů závitových spojů a to na propojovací trubce, kde je umístěna vnitřní matice pro zajištění těsnícího spoje a na převlečné matici, která je přišroubována k tělu výparníku a k tělu jímky sond. Konkrétní hodnoty celého výpočtu jsou uvedeny v tabulce tab.5.2.02. Zde následuje postup řešení:

Nejdříve je provedena volba předpětí F_Q . Poté se vypočte úhel stoupání γ :

$$\gamma = \arctan\left(\frac{P}{\pi D_2}\right), \quad (5.3.01)$$

D_2 je střední průměr závitu.

Známe-li součinitel smykového tření f_z (pro styčnou plochu ocel-ocel platí za klidu $f_z = 0.15$) a úhel profilu závitu α (pro metrické závity platí $\alpha = 60^\circ$):

$$\varphi_z' = \left[\frac{f_z}{\cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \right]. \quad (5.3.02)$$

Nyní lze již stanovit utahovací moment M_u :

$$M_u = \frac{3}{4} D_2 F_Q \tan(\gamma + \varphi_z'). \quad (5.3.03)$$

Pro další výpočty potřebujeme stanovit plochu čistého průřezu šroubu případně, průřezu vymezeným malým průměrem závitu d a vnitřním průměrem:

$$S_p = \pi \frac{d^2 - D_v^2}{4}. \quad (5.3.04)$$

Dále je potřeba zjistit příslušná napětí vyvozená montáží a při provozu a to tahové σ_t vyvolané předpětím a smykové τ_k vyvolané krutem při montáži:

$$\sigma_t = \frac{F_Q}{S_p}. \quad (5.3.05)$$

Pro určení smykového namáhání je ještě potřeba zjistit příslušné průřezové moduly v krutu w_k . Pro kruhový průřez platí:

$$w_k = \pi \frac{d^3}{16}. \quad (5.3.06)$$

Pro průřez mezikruží:

$$w_k = \frac{\pi}{16} \frac{d^4 - D_v^4}{D_v}. \quad (5.3.07)$$

Případně pro matici:

$$w_k = \frac{\pi}{16} \frac{D_o^4 - D^4}{D}. \quad (5.3.08)$$

Nyní můžeme stanovit τ_k :

$$\tau_k = \frac{M_u}{2} \frac{1}{w_k}. \quad (5.3.09)$$

Pro stanovení celkového napětí σ_c lze použít vztah:

$$\sigma_c = \sqrt{\sigma_t^2 + 3\tau_k^2}. \quad (5.3.10)$$

Pro bezpečnost poté použijeme znovu vzorec (5.1.28). Nakonec je ještě dobré provést kontrola závitů na otláčení, které je dáno vlastní celkovou působící silou F_c . Pro náš případ lze psát:

$$F_c = F_Q + F_a, \quad (5.3.11)$$

kde F_a představuje sílu vyvozenou provozním tlakem a je stanovena vztahem (5.2.01). Poté je třeba zjistit nosnou hloubku závit v_h , která je přibližně určena:

$$v_h = \frac{d - D_1}{2}. \quad (5.3.12)$$

Následovně můžeme zjistit plochu závitu S (z je počet nosných závitů) :

$$S = \pi D_2 v_h z. \quad (5.3.13)$$

Poté tlak působící na závit p_z je:

$$p_z = \frac{F_c}{S} \quad (5.3.14)$$

Dále je také potřeba určit provozní napětí, jelikož zatížení bude jiné než při montáži. Při jeho určení se postupuje analogicky jako u vzorce (5.3.05), pouze s tím rozdílem, že zatěžující síla je určena vztahem (5.3.11). Nyní lze stanovit porovnáním s minimálním zaručenou mezí pevnosti, jestli závity vydrží. Veškeré vypočtené závity jsou uvedeny v následujících tabulkách tab.5.3.01, tab.5.3.02, tab.5.3.03 a tab.5.3.04, se vstupními i výstupními hodnotami.

Význam	Označení proměnné	Hodnota	Rozměr	Vzorec
Velký průměr závitu (vnější závit)	D_o	32	mm	---
Střední průměr závitu	D_2	30,701	mm	---
Malý průměr závitu (vnitřní závit)	D_1	29,835	mm	---
Malý průměr závitu (vnější závit)	d	29,546	mm	---
Stoupání závitu	P	2	mm	---
Zvolené předpětí	F_Q	5	kN	---
Úhel stoupání závitu	γ	0,021	rad	(5.3.01)
Utahovací moment	M_u	viz. tab.5.3.02	---	---
Tahové napětí spoje	σ_t	13	MPa	(5.3.05)
Smykové napětí spoje	τ_k	18	MPa	(5.3.09)
Celkové napětí spoje	σ_c	34	MPa	(5.3.10)
Zaručená minimální mez pevnosti v tahu pro 20°C	R_m	360	MPa	---
Bezpečnost spoje při montáži	k	15	---	(5.1.28)
Kontrola na otlačení	---	---	---	---
Hloubka závitu	v_h	1,83	mm	(5.3.12)
Počet nosných závitu	z	2	---	---
Plocha závitu	S	209	mm ²	(5.3.13)
Tlak působící na plochu	p	66	MPa	(5.3.14)
Provozní kontrola	---	---	---	---
Zaručená minimální mez pevnosti v tahu pro 600°C	R_m	360	MPa	---
Provozní napětí	σ_p	37	MPa	(5.3.05)
Provozní bezpečnost 600°C	k_p	9,6	---	(5.1.28)

Tab.5.3.01-Vstupní a výstupní parametry týkající se spoje se závitem M32x2 spojovací trubka (výkres PV-P07)

M32x2, pozn. matice je dotažena spolu s převlečnou maticí.

Význam	Označení proměnné	Hodnota	Rozměr	Vzorec
Tahové napětí spoje	σ_t	4	MPa	(5.3.05)
Smykové napětí spoje	τ_k	3	MPa	(5.3.09)
Celkové napětí spoje	σ_c	7	MPa	(5.3.10)
Bezpečnost spoje při montáži	k	74	---	(5.1.28)
Provozní kontrola	---	---	---	---
Provozní napětí	σ_p	90	MPa	(5.3.05)
Provozní bezpečnost 600°C	k_p	4	---	(5.1.28)

Tab.5.3.02-Zkrácená tabulka matice se závitem M32x2, pozn. ostatní neuvedené hodnoty jsou totožné s tab.5.3.01

Význam	Označení proměnné	Hodnota	Rozměr	Vzorec
Velký průměr závitu (vnější závít)	D_o	56	mm	---
Střední průměr závitu	D_2	52,428	mm	---
Malý průměr závitu (vnitřní závít)	D_1	50,046	mm	---
Malý průměr závitu (vnější závít)	d	49,252	mm	---
Stoupání závitu	P	5,5	mm	---
Zvolené předpětí	F_Q	5	kN	---
Úhel stoupání závitu	γ	0,033	rad	(5.3.01)
Utahovací moment	M_u	370	Nm	(5.3.03)
Tahové napětí spoje	σ_t	3	MPa	(5.3.05)
Smykové napětí spoje	τ_k	3	MPa	(5.3.09)
Celkové napětí spoje	σ_c	6	MPa	(5.3.10)
Zaručená minimální mez pevnosti v tahu pro 600°C	R_m	360	MPa	---
Montážní bezpečnost spoje	k	79	---	(5.1.28)
Kontrola na otlačení	---	---	---	---
Hloubka závitu	v_h	2,98	mm	(5.3.11)
Počet nosných závitu	z	2	---	---
Plocha závitu	S	2942	mm ²	(5.3.12)
Tlak působící na plochu	p	3	MPa	(5.3.13)
Provozní kontrola	---	---	---	---
Provozní napětí	σ_p	47	MPa	(5.3.05)
Provozní bezpečnost 600°C	k_p	77	---	(5.1.28)

Tab.5.3.03-Vstupní a výstupní parametry poutající se k závitu M56x5.5, platné pro jímku sondy (PS-P04), a tedy materiál 316L.

Význam	Označení proměnné	Hodnota	Rozměr	Vzorec
Zaručená minimální mez pevnosti v tahu pro 20°C	R_m	690	MPa	---
Montážní bezpečnost spoje	k	230	---	(5.1.28)
Zaručená minimální mez pevnosti v tahu pro 400°C	R_m	442	MPa	(5.1.27)
Provozní bezpečnost 400°C	k_p	94	---	(5.1.28)

Tab.5.3.04-Zkrácená tabulka příslušná pro závit hrdel výparníku (PV-P01) z Elmeduru

HA, pozn. ostatní neuvedené hodnoty viz. tab.5.3.03.

Význam	Označení proměnné	Hodnota	Rozměr	Vzorec
Tahové napětí spoje	σ_t	2	MPa	(5.3.05)
Smykové napětí spoje	τ_k	17	MPa	(5.3.09)
Celkové napětí spoje	σ_c	4	MPa	(5.3.10)
Zaručená minimální mez pevnosti v tahu pro 20°C	R_m	515	MPa	---
Montážní bezpečnost spoje	k	148	---	(5.1.28)
Provozní kontrola	---	---	---	---
Provozní napětí	σ_p	14	MPa	(5.3.05)
Provozní bezpečnost 600°C	k_p	25	---	(5.1.28)

Tab.5.3.05- Zkrácená tabulka pro převlečnou matici (PV-P02) z materiálu 316L, pozn.

ostatní neuvedené hodnoty viz. tab.5.3.03

Význam	Označení proměnné	Hodnota	Rozměr	Vzorec
Velký průměr závitu (vnější závit)	D_o	39	mm	---
Střední průměr závitu	D_2	37,701	mm	---
Malý průměr závitu (vnitřní závit)	D_1	36,835	mm	---
Malý průměr závitu (vnější závit)	d	36,546	mm	---
Stoupání závitu	P	2	mm	---
Zvolené předpětí	F_Q	6	kN	---
Úhel stoupání závitu	γ	0,046	rad	(5.3.01)
Utahovací moment	M_u	320	Nm	(5.3.03)
Tahové napětí spoje	σ_t	11	MPa	(5.3.05)
Smykové napětí spoje	τ_k	15	MPa	(5.3.09)
Celkové napětí spoje	σ_c	29	MPa	(5.3.10)
Zaručená minimální mez pevnosti v tahu pro 20°C	R_m	515	MPa	---
Montážní bezpečnost spoje	k	18	---	(5.1.28)
Kontrola na otlačení	---	---	---	---
Hloubka závitu	v_h	1,083	mm	(5.3.12)
Počet nosných závitu	z	2	---	---
Plocha závitu	S	256	mm ²	(5.3.13)
Tlak působící na plochu	p	34	Mpa	(5.3.14)
Provozní kontrola	---	---	---	---
Provozní napětí	σ_p	27	Mpa	(5.3.05)
Provozní bezpečnost 600°C	k_p	13	---	(5.1.28)

Tab.5.3.06-Vstupní a výstupní parametry týkající se spoje se závitem na hrdle brejlí (PS-P01) M39x2.

Význam	Označení proměnné	Hodnota	Rozměr	Vzorec
Tahové napětí spoje	σ_t	5	MPa	(5.3.05)
Smykové napětí spoje	τ_k	5	Mpa	(5.3.09)
Celkové napětí spoje	σ_c	105	Mpa	(5.3.10)
Zaručená minimální mez pevnosti v tahu pro 20°C	R_m	515	Mpa	---
Bezpečnost spoje	k	53	---	(5.1.28)
Provozní kontrola	---	---	---	---
Provozní napětí	σ_p	13	Mpa	(5.3.05)
Provozní bezpečnost 600°C	k_p	28	---	(5.1.28)

Tab.5.3.07-Zkrácená tabulka závitu převlečné matice (PS-P05) se závitem M39x2, pozn.

ostatní neuvedené hodnoty jsou totožné s tab.5.3.06

Význam	Označení proměnné	Hodnota	Rozměr	Vzorec
Velký průměr závitu (vnější závit)	D_o	16	mm	---
Střední průměr závitu	D_2	14,701	mm	---
Malý průměr závitu (vnitřní závit)	D_1	13,835	mm	---
Malý průměr závitu (vnější závit)	d	13,546	mm	---
Stoupání závitu	P	2	mm	---
Zvolené předpětí	F_Q	4	kN	---
Úhel stoupání závitu	γ	0,043	rad	(5.3.01)
Utahovací moment	M_u	85	Nm	(5.3.03)
Tahové napětí spoje	σ_t	28	MPa	(5.3.05)
Smykové napětí spoje	τ_k	87	MPa	(5.3.09)
Celkové napětí spoje	σ_c	153	MPa	(5.3.10)
Zaručená minimální mez pevnosti v tahu pro 20°C	R_m	515	MPa	---
Bezpečnost spoje	k	3.3	---	(5.1.28)
Kontrola na otlačení	---	---	---	---
Hloubka závitu	v_h	1,823	mm	(5.3.12)
Počet nosných závitu	z	2	---	---
Plocha závitu	S	100	mm ²	(5.3.13)
Tlak působící na plochu	p	128	MPa	(5.3.14)
Provozní kontrola	---	---	---	---
Zaručená minimální mez pevnosti v tahu pro 600°C	R_m	360	MPa	---
Provozní napětí	σ_p	22	MPa	(5.3.05)
Provozní bezpečnost 600°C	k_p	15	---	(5.1.28)

Tab. 5.3.08-Vstupní a výstupní parametry výpočtu šroubů (M16x50) držící brejle.

Pozn. Utahovací moment, je zde uvažován pouze orientačně z hlediska pevnosti (utažení musí být deklarováno celkovým stlačením grafitových kroužků o přibližně 4,5mm).

Z hlediska výpočtu provozní pevnosti všechny závity splňují pevnostní požadavky. Je však potřeba tyto hodnoty brát mírně s nadhledem, jelikož jsou některé předpětí spíše voleny z hlediska pevnostního výpočtu při montáži, jelikož některé součástky jsou přebrány z praktických aplikací, kde však nejsou udávány utahovací momenty.

5.4 Kontrola jímky sondy

Pro jímku sondy byly použity podobné vztahy jako pro kontrolu výparníku. Jednotlivé vstupní hodnoty a výsledky jsou uvedeny v tabulce tab.5.4.01, s příslušnými odkazy na rovnice. Vzhledem k výkresu je dobré se ještě zmínit, že za vnitřní průměr je považovat nejmenší průměr jímky, jelikož zde by mohly vzniknout největší napětí vlivem teplotního spádu. Mimo jiné je nutné dodat, že výpočty byly stanoveny na základě maximálního tepelného toků, který odpovídá maximálnímu výkonu výhřevného pásu. V realitě však tento pás má hlavní význam, z hlediska udržení teploty jímky, při připuštění jisté idealizace, na stejné teplotě jako je teplota páry pro příslušný odběr.

Význam	Označení proměnné	Hodnota	Rozměr	Vzorec
Vnější průměr	D_v	104	mm	---
Vnitřní průměr	D_o	44	mm	---
Součinitel tepelné vodivosti	λ_{316L}	18	$Wm^{-2}K^{-1}$	---
Délka omotané části trubky	l	196	mm	---
Tepelný odpor trubky	R	0,039	KW^{-1}	(5.1.09)
Tepelný výkon teoreticky přenášený trubkou	Q	620	W	---
Teplotní spád na trubce	ΔT	-24	K	(5.1.10)
Modul pružnosti v tahu	E	$1,86 \cdot 10^{05}$	MPa	---
Součinitel tepelné roztažnosti	γ	$1,85 \cdot 10^{-5}$	K^{-1}	---
Poissonovo číslo	ν	0,29	---	---
Tečné napětí na vnitřní straně vlivem teplotního spádu	σ_{tt_in}	278	MPa	(5.1.19)
Tečné napětí na vnitřní straně vlivem tlaku	σ_{t_in}	40	MPa	(5.1.20) - (5.1.22)
Celkové tečné napětí na vnitřní stěně	σ_{tc_in}	115	MPa	(5.1.24)
Radiální napětí na vnitřní stěně vlivem tlaku	σ_r	28	MPa	---
Axiální napětí vlivem tlaku	σ_a	6	MPa	(5.1.25)
Celkové napětí, dle H-M-H	σ_c	129	MPa	(5.1.26)
Mez pevnosti v tahu pro 600°C	R_{m873}	360	MPa	---
Smluvní mez kluzu pro 600°C	R_{e873}	110	MPa	---
Bezpečnost pro 600°C	k	2,8	---	(5.1.28)

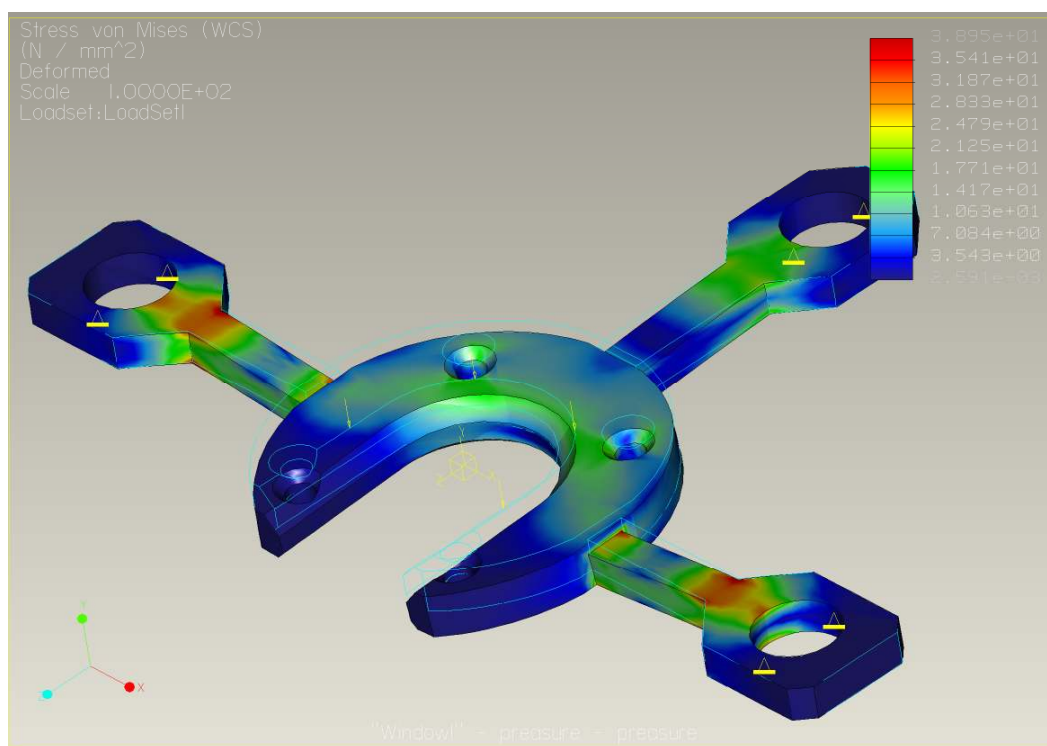
Tab.5.4.01-Vstupní a výstupní parametry pevnostního výpočtu jímky sondy.

5.5 Návrh držáku výparníku

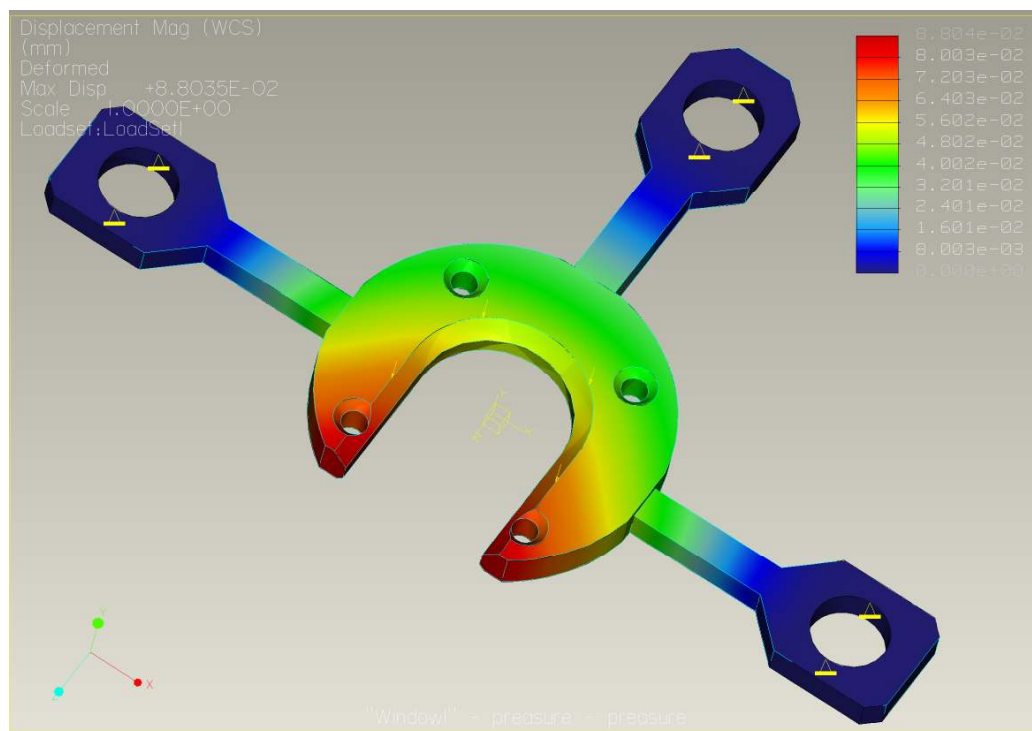
Návrh držáku výparníku byl zhotoven pomocí programu „promechanica“, pomocí strukturální analýzy. Základními vstupními parametry jsou statické zatížení vlivem parní trati a vyskytující moment utahování převlečné matice a při její montáži.

Nejdříve je provedena analýza pouze z hlediska statického zatížení, které odpovídá provozu. Předpokládané zatížení je 700 N ($\approx 70\text{kg}$), které je rovnoměrně rozloženo na ploše umístění výparníku. Tento výpočet byl proveden, jelikož se zde vyskytuje menší zaručená pevnost v tahu, nežli při nízkých teplotách.

Hodnoty v jednotlivých obrázcích vypočtených napětí jsou souhrnnými napětími vypočteny dle metody H-M-H.



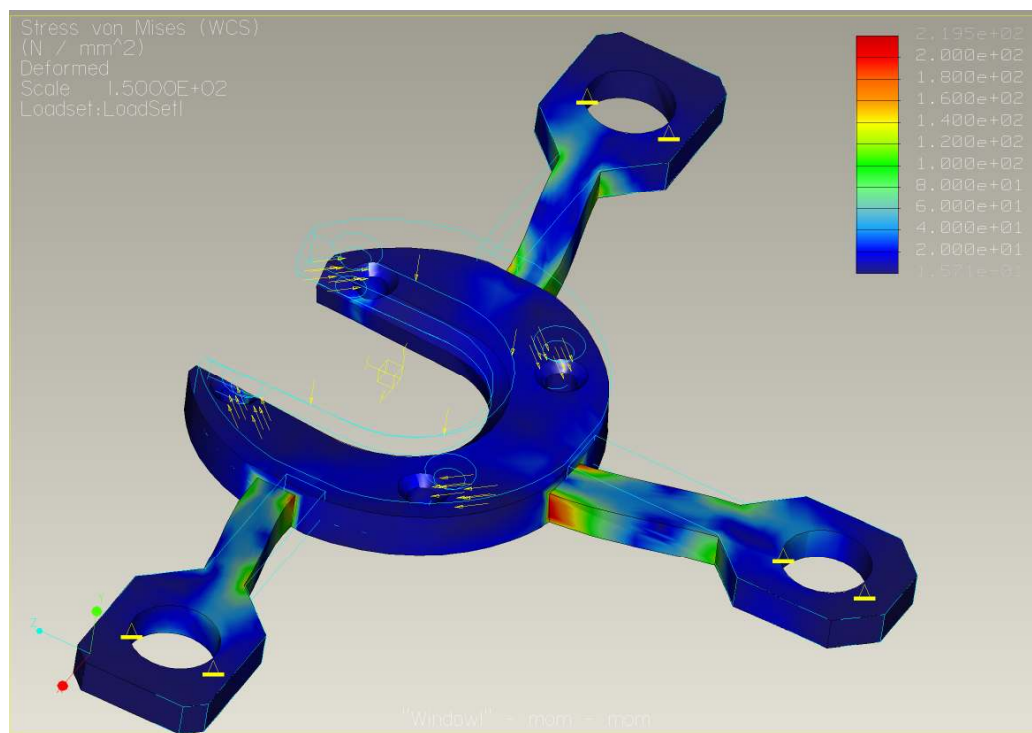
Obr.5.5.01-Zobrazení maximálních napětí při statickém zatížení a náznak deformace (v měřítku 100x), hmotností parní tratě.



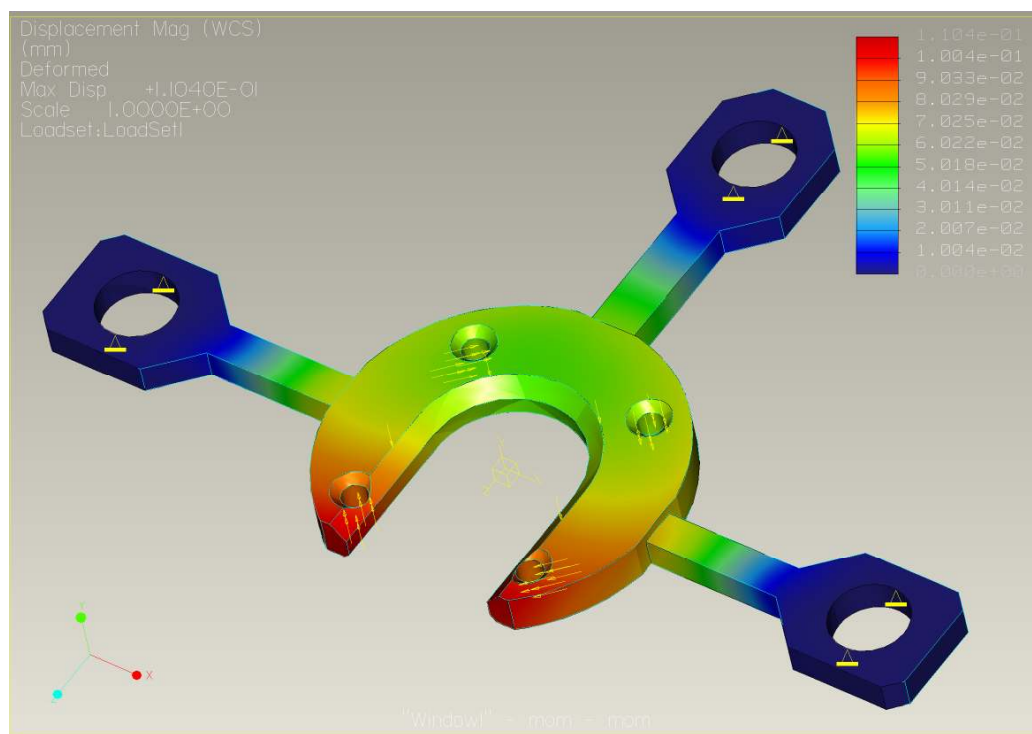
Obr.5.5.02-Zobrazení deformací maximálních posunutí vzhledem k nezatížené výchozí pozici (měřítko deformace 1x).

Z prvního obrázku jsou zřejmé místa napětových špiček napětí na patkách (obr.5.5.01), i přes tuto skutečnost je, ale napětí poměrně malé a konstrukce je z tohoto hlediska dostačující. Vzhledem k deformacím (obr.5.5.02), kde maximum leží okolo jedné setiny, je řešení také uspokojující.

Následné výpočty, jejichž výsledky jsou zobrazené v obrázcích obr.5.5.03 a obr.5.5.04, byly vypočteny na základě zátěže vyvozenou parní tratí a zároveň momentem, který je přenášen vlivem utahování těsnícího spoje mezi výparníkem a propojovací trubicí, je zde počítáno s mírným předimenzováním utahovacího momentu vůči výpočtům závitů a to až na 390 Nm.



Obr.5.5.03 – Zobrazení zatížení při montáži (utahovací moment 390Nm + zatížení vahou parní tratě 700N) a deformací (v měřítku 150x).



Obr.5.5.04 – Zobrazení deformací vlivem montáže (v měřítku 1x).

Z obrázku obr.5.5.03 je zřejmé maximální napětí v místě svaření patky a příruby. Tato věc si žádá z pořádné provaření v místě svaru. Celkové napětí maximální napětí se pohybuje do 220 MPa což je při předpokladu montáže „za studena“ více než postačující. Vyhodnocení je provedené v tabulce. tab.5.5.01

Význam	Označení proměnné	Hodnota	Rozměr	Vzorec
Maximální zatížení při provozu	σ_c	39	MPa	Promechanica
Minimální zaručená mez pevnosti při 400°C	R_m	420	MPa	---
Bezpečnost při provozu	k	10,7	---	(5.1.28)
Maximální zatížení při montáži	σ_c	220	MPa	Promechanica
Minimální zaručená mez pevnosti při 20°C	R_m	515	MPa	---
Bezpečnost při montáži	k	2,3	---	(5.1.28)

Tab.5.5.01 – Vyčíslení napětí a bezpečností uložení výparníku

K daným hodnotám je potřeba ještě uvést, že bezpečnost je poměrně malá, je zde, ale nutno dodat, že jsou zde v rozporu dvě základní podmínky. První velmi podstatná, je podmínka minimálního odvodu tepla vlivem uchycení. Druhá je dostatečná pevnost pro udržení konstrukce (nesmí se zde zapomenout, že je zde uvažováno působícího momentu mírně nad 400 Nm, běžně by měly vystačit momenty okolo 300 Nm)

6, Závěr

V diplomové práci jsem navrhl základní části laboratorní parní trati pro testování odběrových sond a výzkum transportu příměsí při varu. Jedná se o experimentální zařízení budované v Ústavu termomechaniky AV ČR pro sondy, vyvíjené ve spolupráci ÚT a ČVUT FSI.

Teoretická část diplomové práce je hlavně věnována popisu jevu varu s ohledem vytvořit ucelený přehled problematiky na aktuální úrovni. Z hlediska dobré srozumitelnosti byla rešerše provedena i se základními rozděleními typů varu. Byly zde objasněny teorie tvorby parních bublinek, jejich růstu a odtržení od výhřevných stěn kdy, vzniknou dvě parní části parní bublinka a parní zbytek, který může dále sloužit jako nový zárodek. Dále zde byly probrány empirické vztahy pro stanovení součinitele přestupu tepla, kritického tepelného toku, vytvořeného teplotního rozdílu mezi stěnou a sytou kapalinou atd..

Zmíněn byl i nezanedbatelný vliv drsnosti povrchu na přestup tepla při varu, který při správné úpravě může dosahovat, až dvojnásobek běžného, bohužel z hlediska tvorby koroze a usazenin, nejsou tyto poznatky příliš aplikovatelné v technické praxi. Poté zde je kapitola, která se zmiňuje o unášení kapiček při varu a následný negativní vliv příměsí v nich obsažených, který spočívá

v kondenzaci nad horní mezní křivkou sytosti. Je zde také zmíněno, jakým způsobem se vyhodnocují jednotlivé druhy proudění při varu.

V druhé části byly stanoveny potřebné výkony pro dané vstupní parametry. Následně byly objasněny provedené pevnostní výpočty. V této souvislosti je v přílohách dodán materiálový list materiálu Elmeduru HA a výtah některých vlastností oceli 316L.

Na konec byly zhotoveny výkresy, jednotlivých sestav, podsestav a vlastní součástí dílů (mimo normalizovaných a v prodeji standardizovaných). Jednotlivé výkresy jsou přiloženy v deskách výkresové dokumentace.

Na závěr je možné říci, že navržená parní trať by měla dle výše uvedených požadavků splňovat požadované pevnostní parametry. Výpočty bylo doloženo, že výparník by měl zcela bez problémů zvládat teploty do 400°C i při maximálních tepelných tocích. Vzhledem k dílům vyrobených z oceli 316L lze vystavit díly až teplotám do 600°C, v některých případech se však dostáváme do oblasti nad smluvní mez kluzu (za těchto vysokých teplot a vlivem namáhání dochází ke creepu), kde by mohlo docházet k určitým trvalým deformacím, což by však vzhledem k relativně krátké době expozice vysokým teplotám nemělo mít velký vliv. Pro běžná měření na parní trati, kde by se měly rozsahy tlaků pohybovat v rozmezí do 5 MPa a teploty páry do 500°C by měla být konstrukce spolehlivá a pracuje zde s dostatečnými rezervami. Utahovací momenty je třeba brát s určitou rezervou, jelikož jsou tření závitu apod. velmi závislé na konkrétní technologii výroby a jiných okolnostech. Z hlediska vývoje konstrukce je doporučeno veškeré spoje přiměřeně dotáhnout a následně v několika stupních, zařízení odzkoušet.

7, Použitá Literatura

- [1] Karl Stephan: Heat Transfer in Condensation and Boiling
(Wärmeübergang beim Kondensieren und beim Sieden) : 1988. 325 s.
ISBN 3-540-52203-4, Springer-Verlag Berlin.
- [2] Yih-Yun Hsu; Robert W. Graham: Transport processes in boiling and
two-phase systems:, 1986. 589 s. ISBN 0-89448-030-8, American nuclear
society, 555 N. Kensington Avenue La Grange Park, Illinois, USA.
- [3] Ivo Středa: Základy Rovnovážné termodynamiky: 2001. 170 s.
ISBN 80-7083-453-6, Vysokoškolský podnik s s.r.o. Komenského, Liberec,
CZ.
- [4] Magda Fialová; Markéta Petříková; Pavel Šila; Vladimír Zaplatílek:
Termomechanika – Tabulky – Pomůcka ke cvičením: 1999. 29 s. Technická
univerzita v Liberci, Liberec
- [5] Jan Leinveber; Jaroslav Řasa; Pavel Vávra: Strojnické tabulky: 1998.
911 s. ISBN 80-7183-123-9 Scientia, Radimova 37/50, Praha 6, CZ.
- [6] Otto Ludwig: Werkbuch für den Metallfacharbeiter: 1959. 774s.
Fachbuchverlag Dr. Pfanneberg & Co., Giessen, D.
- [7] Sborník konference České aerosolové společnosti, s.37-41
Česká aerosolová společnost, Praha, 2005, ISBN 80-86186-13-X; CZ
- [8] Warren C. Young: Roark's Formulas for Stress and Strain: 1989. 739 s.
ISBN 0070725411, Mcgraw-Hill, Avenue of the Americas, New York
- [9] Lubomír Pešík: Části strojů I: 2002. 160 s. ISBN 80-7083-584-2,
Technická univerzita v Liberci, Liberec CZ